



UNIVERSIDADE FEDERAL DO ABC  
CENTRO DE CIÊNCIAS NATURAIS E HUMANAS  
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

TESE DE DOUTORADO

## **Física além do Modelo Padrão no Setor Eletrofraco**

Acoplamentos Quárticos Anômalos com Fusão de Bósons Vetoriais

e

FCNC no Modelo  $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$

**Patricia Rebello Teles**

Trabalho apresentado como requisito parcial para obtenção do título de Doutora em Física, sob orientação do Professor Doutor José Kenichi Mizukoshi.

Santo André  
2012

Este exemplar foi revisado e alterado em relação à versão original, de acordo com as observações levantadas pela banca no dia da defesa, sob responsabilidade única do autor e com anuência de seu orientador.

Santo André,                      de                      de 2012.

Assinatura do autor:

Assinatura do orientador:

O presente trabalho contou com o apoio financeiro da Fundação Universidade Federal do ABC (UFABC), da Coordenação e Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) e da Universidade Federal Rural do Rio de Janeiro (UFRRJ).

# Resumo

Nesta tese trabalhamos com dois enfoques distintos de nova física no setor eletrofraco do Modelo Padrão da Física de Partículas Elementares.

Em primeiro momento investigamos, em nível partônico e em *leading order*, o potencial do LHC operando em energia de  $\sqrt{s} = 14$  TeV e luminosidade  $L = 100 \text{ fb}^{-1}$  para testar vértices anômalos puramente quárticos entre os bósons de *gauge* massivos no canal semileptônico  $pp \rightarrow l^\pm \nu_l jjjj$  onde  $l^\pm$  são os léptons  $e^\pm$  e  $\mu^\pm$ , e  $j$  são jatos compostos por (anti)quarks leves, dentro da topologia de fusão de bósons vetoriais.

Parametrizamos desvios nos acoplamentos quárticos do MP, em uma análise independente de modelo, escolhendo operadores efetivos com contribuições puramente quárticas, sem modificar os vértices trípticos previstos pelo modelo padrão (MP). Essa parametrização efetiva pode realizar-se “não-linearmente”, caso em que teremos operadores de ordem 4 e que um bóson escalar leve não aparece no espectro ou não é um dubleto de isospin (na verdade podemos inserir esse bóson escalar *ad hoc* como uma flutuação do campo composto), ou então “linearmente”, caso em que operadores de ordem 8 supõem a presença de um bóson escalar leve com as características do bóson de Higgs padrão no espectro.

Tratamos a representação não-linear com maiores detalhes e apresentamos de forma aproximada a abordagem linear devido aos últimos resultados do LHC em relação à possível descoberta de um bóson não vetorial com as características do bóson de Higgs padrão.

Sendo essa primeira análise uma questão que envolve basicamente contagem de eventos então, para mensurar adequadamente nosso sinal, cuidamos dos possíveis *backgrounds* considerando-os em três diferentes ordens em teoria de perturbação: (i) irreduzível, incluindo processos de produção de três bósons, em  $\mathcal{O}(\alpha_{em}^6)$ ; (ii) QCD em  $\mathcal{O}(\alpha_{em}^4 \alpha_s^2)$  e  $\mathcal{O}(\alpha_{em}^2 \alpha_s^4)$  e (iii) processos envolvendo quarks *top*:  $pp \rightarrow t\bar{t} + 0$  até 2 jatos.

A partir das análises dos canais  $pp \rightarrow l^\pm \nu_l jjjj$ , devido aos vértices anômalos  $WWWW$  e

$WWZZ$  e levando em conta os *backgrounds* supracitados, obtivemos vínculos às constantes de acoplamento  $\alpha_4$  e  $\alpha_5$ .

Posteriormente, apresentamos uma outra abordagem de fenomenologia em uma extensão do MP sem conexão direta com os acoplamentos anômalos. Usando um modelo com simetria  $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$  com neutrinos de mão-direita (denominado aqui  $331_{RHN}$ ), estudamos os vínculos dessa nova física em processos que permitem correntes neutras com trocas de sabor (processos FCNC).

Embora, em nível de árvore, tais processos sejam altamente suprimidos no MP, a estrutura do modelo  $331_{RHN}$  permite operadores que levam a esse tipo de processo neste nível. Sendo assim, usando medidas experimentais de oscilações em sistemas de mésons neutros  $K^0 - \bar{K}^0$ ,  $D^0 - \bar{D}^0$  e  $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ , mostramos que o novo bóson de *gauge* neutro  $Z'$ , que emerge nesse modelo, não é a única fonte que possibilita FCNC em nível de árvore. De fato, duas novas personagens entram em cena: as partículas escalares  $CP$ -par e  $CP$ -ímpar, denotadas por  $S_2$  e  $I_3$  respectivamente.

Nossas análises mostram que os processos FCNC produzem vínculos fortes para as massas dessas novas partículas. Em particular, esses vínculos tornam em princípio a observação do  $Z'$  do modelo  $331_{RHN}$  bastante improvável na escala de energia do LHC.

# Agradecimentos

## A HISTÓRIA DE UMA TESE.

Apesar do processo solitário a que qualquer cientista se destina, uma tese é antes de tudo o fruto de amizades sinceras, da confiança nos mestres e amigos, enfim do apoio de várias pessoas e instituições sem as quais este trabalho não seria possível. Nada na vida conquistamos sozinhos. Sempre precisamos de outras pessoas para alcançar os nossos objetivos. Muitas vezes um simples gesto pode mudar a nossa vida e contribuir para o nosso sucesso.

Ao Professor Doutor José Kenichi Mizukoshi, orientador da tese, agradeço o compartilhamento do saber e as valiosas contribuições estimulando meu interesse e continuação na vida acadêmica.

Ao Professor Doutor Oscar Éboli, mentor do projeto, agradeço a objetividade e a voz da experiência com valiosas contribuições em momentos decisivos.

Ao Professor Doutor José Abdallah Helayel Netto e à sua esposa Magali, agradeço a acolhida calorosa no CBPF por ocasião do meu retorno ao Rio de Janeiro na etapa de finalização desta tese. Nossas conversas acompanhadas com cafés e bolos naturais adoçaram minha vida nesses últimos meses. *Shookran kathyiran, yah khalil! Allaihi wa'hayla alaikum!*

Ao Setor de Informática do Departamento de Física Matemática do IFUSP e ao CAT—Coordenação de Atividades Técnicas do CBPF, especialmente à Sybelle Guedes e ao Marcelo Giovanni, por tornarem possíveis os pesados cálculos numéricos desse trabalho.

Aos meu amigos e irmãos de coração, Doutor Rone Peterson Galvão Andrade e sua esposa Thaís, pela cumplicidade e companheirismo, e por torcerem e me apoiarem sempre visando meu sucesso profissional e pessoal.

Aos meus queridos amigos e amigas, companheiros e companheiras de toda hora, Alex Gomes Dias e sua mãe Dna. Vani, Luis Cabral, Bertha Quadros Melgar, Karin Fornazier Guimarães, Paulo Reimberg, Martha, Ana, Guilherme, Dna. Marina, Jaqueline Morgan e Farinaldo da Silva Queiroz, por iluminarem meu caminho.

Aos meus pais Manoel João Teles e Rosalina Rebello Teles, pelo amor incondicional, por terem cuidado de mim todos esse anos, pela paciência e pelo apoio integral aos meus estudos.

À minha família paulista de coração José Luiz, Rose Angela, Luiz Eduardo e Ricardo, pelo carinho incomensurável, pelo apoio nos momentos alegres e, principalmente, em alguns dos mais difíceis da minha vida.

Aos meus irmãos Rafael e Michele, ao meus cunhados Eloyse e Fernando, ao meu afilhado Lucas e à minha sobrinha Sophia, que entenderam carinhosamente quando a irmã, a cunhada, a madrinha e a tia não podia estar presente nos encontros e aniversários da família.

Ao meu filho Michel agradeço o amor, a dedicação, a amizade e a companhia nesses 18 anos. Você é a razão de tudo que eu faço, de tudo que eu penso, de tudo que eu vivo, de tudo que eu luto e de tudo que busco. Essa tese eu dedico à você!

A mim restaram três certezas: a certeza de que estou somente começando, a certeza de que é preciso continuar e a certeza de que podemos ser interrompidos antes de terminar.

Mas aprendi também a fazer da interrupção um novo caminho. Das pedras, um trampolim para alcançar sempre mais longe. Da queda, um passo de dança (ao som de Hossam Ramzy). Do medo, uma escada. Do sonho, uma ponte. E da procura, um encontro!

*An'noor al-qâmár*

(Luz da Lua)

*We start by observing reality... we try to select solid (unchanging) observations that are not affected by how we perceive (measure) them. We then proceed by increasing our research and measurement, subjecting premises to criticism, and being cautious in drawing conclusions... In all we do, our purpose should be balanced not arbitrary, the search for truth, not support of opinions. Hopefully, by following this method, this road to the truth that we can be confident in, we shall arrive at our objective, where we feel certain that we have, by criticism and caution, removed discord and suspicion. Yet we are but human, subject to human frailties, against which we must fight with all our human might. God help us in all our endeavors. Ibn al-Haytham, Kitab*

*Al-Manadhir or The Book of Optics, pp. 5-6.*



# Índice

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>O “estado d’arte” na Física de Partículas Elementares</b>	<b>5</b>
2.1	O Grande Colisor de Hádrons . . . . .	5
2.1.1	Detetores . . . . .	7
2.2	O Modelo Padrão da Física de Partículas Elementares . . . . .	12
2.2.1	Quebra de simetria eletrofraca e mecanismo de Higgs . . . . .	15
2.3	O Bóson de Higgs do Modelo Padrão . . . . .	24
2.3.1	Limites teóricos à $M_H$ . . . . .	24
2.3.2	Modos de decaimento do Higgs . . . . .	31
2.3.3	Mecanismos de produção do Higgs no LHC . . . . .	32
2.3.4	Limites experimentais . . . . .	34
<b>3</b>	<b>Acoplamentos Anômalos entre os Bósons de <i>Gauge</i></b>	<b>37</b>
3.1	Espalhamento de bósons vetoriais e cenários de Higgs no LHC . . . . .	37
3.2	Teorias efetivas . . . . .	39
3.2.1	Modelo de Fermi . . . . .	40
3.3	Setor eletrofraco com interações fortes . . . . .	42
3.3.1	Formalização da abordagem efetiva . . . . .	43
3.3.2	Simetria quiral . . . . .	45
3.3.3	Quebra espontânea da simetria eletrofraca no cenário de interação forte . . .	47
3.3.4	O que acontece quando $M_H \rightarrow \infty$ ? . . . . .	49
3.3.5	Contratermos no modelo não-linear . . . . .	49
3.4	Contemplando o Higgs padrão na abordagem efetiva . . . . .	53

3.5	Análise e cálculos dos acoplamentos quárticos em colisões $pp$ no LHC . . . . .	54
3.5.1	Ambientação do cálculos . . . . .	56
3.5.2	Cortes aplicados . . . . .	65
3.6	Resultados . . . . .	72
4	<b>Correntes Neutras com Troca de Sabor no Modelo 331 com Neutrinos de Mão-Direita</b>	<b>80</b>
4.1	Modelo 331 com neutrinos de mão-direita, $331_{RHN}$ . . . . .	83
4.2	Resultados . . . . .	91
5	<b>Conclusões Gerais</b>	<b>94</b>
A	<b>Espaço de Fase, Seção de Choque e Integração por Monte Carlo</b>	<b>98</b>
A.1	Espaço de Fase e Seção de Choque . . . . .	98
A.1.1	Espaço de fase com jatos <i>tagging</i> . . . . .	101
A.1.2	Espaço de fase tradicional . . . . .	107
A.2	Integração pelo Método de Monte Carlo . . . . .	108
B	<b>Regras de Feynmann para Vértices Quárticos</b>	<b>114</b>
B.1	Representação linear . . . . .	114
B.2	Representação não linear . . . . .	115
C	<b>Subprocessos para <math>pp \rightarrow l^\pm \nu_l + 4</math> jatos</b>	<b>116</b>

# Lista de Figuras

2.1	Perfil das funções de distribuição dos pártons (PDF) de acordo com a opção CTEQ6L [56] utilizada nesse trabalho. . . . .	6
2.2	Grande Colisor de Hádrons (LHC): layout (à esquerda) e localização (à direita). Figura extraída da Ref. [3]. . . . .	7
2.3	Visão interna do detetor ATLAS. Dimensões: 25m de altura e 44m de comprimento; Peso: $\approx 7000$ toneladas. Figura obtida da Ref. [5]. . . . .	8
2.4	Visão interna do detetor CMS. Dimensões: 15m de altura, 15m de largura e 21m de comprimento. Figura obtida de “ <a href="http://cms.web.cern.ch/cms">http://cms.web.cern.ch/cms</a> ”. . . . .	9
2.5	Esboço de um detetor genérico destacando regiões de pseudorapidez $\eta$ e caracterização de uma reação com topologia de fusão de bósons vetoriais. . . . .	10
2.6	Potencial para um campo escalar complexo $\Phi$ com $\mu^2 < 0$ e $\lambda > 0$ . . . . .	17
2.7	Diagramas de Feynman, em nível de árvore, para o espalhamento $W^+ + W^- \rightarrow W^+ + W^-$ . . . . .	26
2.8	Em (a) vemos que a restrição $ \text{Re}a_0  \leq 1/2$ , que garante a unitariedade, é mantida para $M_H = 1$ TeV. Em (b) temos a seção de choque versus $\sqrt{s} = M_{WW}$ para vários valores de $M_H$ . A curva contínua para $M_H = \infty$ mostra o caso onde a condição de unitariedade $ \text{Re}a_0  \leq 1/2$ é violada e a curva pontilhada que a acompanha se refere à unitariedade restabelecida. Note o valor $M_{WW} \approx 1.25$ TeV no qual as duas curvas bifurcam. Figuras obtidas da Ref. [22]. . . . .	30
2.9	Limites teóricos para massa do Higgs de acordo com a estabilidade do vácuo (curva inferior) e com a trivialidade do potencial escalar (mede a consistência da teoria eletrofraca até a escala de energia $\Lambda$ ; curva superior). As áreas sólidas expressam as incertezas nos limites. Ver detalhes de cálculo na Ref. [20]. . . . .	31

2.10	O limite de trivialidade é dado para $\lambda = \pi$ e $\lambda = 2\pi$ . A diferença entre ambas indica a magnitude das incertezas teóricas nesse limite. O limite de estabilidade do vácuo está em verde-limão. Ver detalhes de cálculo na Ref. [21]. . . . .	31
2.11	Canais de decaimento do Higgs e taxas de ramificação (ou <i>branching ratios</i> ) em função de sua massa. Figura extraída da Ref. [18]. . . . .	32
2.12	Seções de choque dos mecanismos de produção do Higgs padrão no LHC em função de sua massa. Nota-se a predominância do processo de fusão de glúons $gg \rightarrow H$ . Figura obtida da Ref. [24]. . . . .	33
2.13	Os processos mais importantes de produção do Higgs em colisores hadrônicos. Em (a) temos a fusão de glúons; em (b) temos fusão de bósons vetoriais; em (c) e (e) temos fusão de quarks <i>top</i> ou <i>bottom</i> ; em (d) e (f) temos a produção associada com bósons $W^\pm$ e $Z$ respectivamente. . . . .	33
2.14	Significância Estatística esperada para luminosidade de $30 \text{ fb}^{-1}$ no CMS. Detalhes na Ref. [6]. . . . .	34
2.15	Limites de exclusão em 95% C.L. (abaixo da linha vermelha) para massa do bóson de Higgs. Análise baseada em dados coletados com luminosidade de $4.7 \text{ fb}^{-1}$ pelo experimento CMS no período 2010-2011. Detalhes na Ref. [6]. . . . .	35
2.16	Excesso de eventos observado pelo CMS nos canais $\gamma\gamma$ e $ZZ \rightarrow 4 \text{ leptons}$ , respectivamente. Maiores detalhes em “ <a href="http://cms.web.cern.ch/news/observation-new-particle-mass-125-ge">http://cms.web.cern.ch/news/observation-new-particle-mass-125-ge</a> ” e Ref. [37]. . . . .	36
3.1	(a) indica a região de exclusão no LHC, operando em luminosidade integrada de $100\text{fb}^{-1}$ , no plano $(\alpha_4, \alpha_5)$ para significância estatística de $1\sigma$ , de acordo com a Ref. [23]. (b) mostra a região de valores permitidos no plano $(\alpha_4, \alpha_5)$ (em cinza) combinando limites indiretos e causais [49]. Na figura (b) também verifica-se a região de valores dos coeficientes $\alpha_4$ e $\alpha_5$ não acessível ao LHC ( <i>black box</i> ). . . . .	52
3.2	Perfil das funções de distribuição dos pártons (PDF) de acordo com a opção CTEQ6L [56] utilizada nesse trabalho. . . . .	56
3.3	Exemplos de diagramas de Feynman mostrando, dentre outros, os vértices quárticos do subprocesso $uu \rightarrow e^+ \nu_e u d d \bar{d}$ em $\mathcal{O}(\alpha_{em} = 6)$ . . . . .	58
3.4	Diagramas de Feynman não-ressonantes do subprocesso $uu \rightarrow e^+ \nu_e u d d \bar{d}$ em $\mathcal{O}(\alpha_{em}^6)$ . . . . .	63

3.5	Diagramas do subprocesso $uu \rightarrow e^+\nu_e u d d \bar{d}$ , onde identificam-se partículas idênticas no estado final com diferentes funções na reação. . . . .	64
3.6	Diagramas do subprocesso $d\bar{d} \rightarrow e^+\nu_e u d d \bar{d}$ com exemplo de acoplamento quártico com produção de três bósons de <i>gauge</i> com massa. . . . .	66
3.7	Massa invariante dos jatos centrais com cortes (3.57) a (3.61). . . . .	68
3.8	Perfis das massas invariantes (a) entre jatos central e <i>tagging</i> e (b) entre o lépton carregado e o jato <i>tagging</i> . Ambas após cortes (3.56) a (3.62). . . . .	68
3.9	Perfis das massas invariantes (a) entre o lépton carregado e o jato central e (b) entre os jatos <i>taggings</i> . Ambas após cortes (3.57)-(3.62). . . . .	69
3.10	(a) Energia transversal perdida e (b) $\Delta R$ entre lépton carregado e jato <i>tagging</i> . Após cortes (3.56)-(3.62). . . . .	69
3.11	Massa invariante do par $M_{WV}$ , onde $V = W^\pm$ e $Z$ , considerando a reconstrução do momento longitudinal do neutrino da Eq. (3.54). Após cortes (3.57) a (3.62). . . . .	70
3.12	Distribuições de momento transversal $p_T$ . Em (a) dos jatos centrais e em (b) do lépton carregado. Ambas após cortes (3.57) a (3.62). . . . .	71
3.13	Perfil da massa transversal do par $WV$ , onde $V = W^\pm$ e $Z$ . Ambas após cortes (3.57)-(3.62). . . . .	71
3.14	(a) mostra a distribuição do $\Delta R$ entre os jatos centrais e (b) a correlação entre essa variável e o momento transversal do bóson $V$ , com $V = W^\pm$ e $Z$ ,. Após cortes (3.57) a (3.62). . . . .	72
3.15	Seções de choque de (a) sinal anômalo de $\mathcal{L}_4$ e (b) <i>backgrounds</i> de QCD após os cortes (3.57) à (3.62) como função da variável $\varepsilon$ , para as escolhas de escalas de fatorização e normalização C1 (3.50) e C2 (3.51). . . . .	74
3.16	Regiões de exclusão no LHC operando com energia de 14 TeV, após uma luminosidade integrada de $100 \text{ fb}^{-1}$ . Limites de exclusão para diferentes escolhas das escalas de renormalização e fatorização. De (a)-(c) para a escolha C1 (3.50) e (d)-(f) para a escolha C2 (3.51). . . . .	76
3.17	Regiões de exclusão devido aos canais com lépton positivo, lépton negativo e a combinação entre ambos. Resultado obtido com a escolha C1 (3.50), com $\varepsilon = 1$ , para o LHC operando com energia de 14 TeV e luminosidade integrada de $100 \text{ fb}^{-1}$ . . . . .	77

3.18	Significância estatística em função dos acoplamentos anômalos puramente quárticos (a) $\alpha_4$ e (b) $\alpha_5$ , na situação em que somente um operador anômalo contribui por vez. Resultados para a escolha $C1$ (3.50), com $\varepsilon = 1$ , no LHC com 14 TeV de energia e luminosidade integrada de $L = 100 \text{ fb}^{-1}$ . . . . .	78
4.1	Diagramas do tipo “caixa” descrevem as interações com transições $ \Delta F  = 2$ , onde $F = S, C, B$ são os números quânticos de sabor apropriados: $S$ para sistemas $K^0 - \bar{K}^0$ , $C$ para os sistemas $D^0 - \bar{D}^0$ e $B$ para os sistemas $B^0 - \bar{B}^0$ . . . . .	81
4.2	Em (a) a linha vermelha mostra a contribuição do $Z'$ e em (b) a curva azul mostra a contribuição dos escalares $S_2$ e $I_3$ para $\Delta m_K$ . Note que as contribuições de $S_2$ e $I_3$ são iguais e portanto somente uma curva está visível. A região verde em (b) significa a exclusão das massas de $S_2$ e $I_3$ a partir da exclusão da massa de $M_{Z'}$ pelo LHC, representada pela região verde em (a). . . . .	93
4.3	Idem à legenda da Fig. 4.2 para $\Delta m_D$ . . . . .	93
4.4	Idem à legenda da Fig. 4.2 para $\Delta m_B$ . . . . .	93
A.1	Esquema de Fusão de Bósons Vetoriais (VBF) usado em nossos cálculos. . . . .	102
A.2	Processo $p_a + p_b \rightarrow p_1 + p_2 + \cdots + p_n$ como uma sequência de produção e decaimento em duas partículas . . . . .	108
B.1	Vértices Quárticos: Padrão em preto e Anômalos em vermelho. Vale salientar que a construção das lagrangianas $\mathcal{L}_{S,0}$ e $\mathcal{L}_{S,1}$ não contempla contribuição de vértices tríplices nem de vértices quárticos envolvendo fóton. . . . .	114
B.2	Vértices Quárticos: Padrão em preto e Anômalos em vermelho . . . . .	115

# Lista de Tabelas

2.1	Parâmetros nominais do LHC para colisões próton-próton e chumbo-chumbo. Maiores detalhes na Ref. [3]. . . . .	8
2.2	Acoplamentos do Higgs com as partículas do MP. Maiores informações na Ref. [8]. .	25
3.1	Vínculos indiretos e diretos para os acoplamentos anômalos quárticos $\alpha_4$ e $\alpha_5$ , considerando separadamente um dos dois diferente de zero. Os vínculos diretos foram obtidos para processos de VBF no LHC, com os pares de bósons de <i>gauge</i> decaindo leptonicamente. . . . .	53
3.2	Vínculos para os acoplamentos anômalos quárticos na representação linear $f_1$ e $f_0$ , considerando separadamente um dos dois diferente de zero. Obtidos no canal leptônico no LHC para 99% e indiretamente através de medidas de precisão eletrofraca [46].	54
3.3	Seções de choque em $fb$ do canal $pp \rightarrow e^+ \nu_e jjjj$ considerando diversos cortes e diferentes escolhas para as escalas de normalização e fatorização. A legenda “C1XIR025” significa escolha do conjunto $C1$ (3.50), com a escolha $\varepsilon = 0.25$ e assim por diante, para as diversas opções analisadas. Nas primeiras duas colunas utilizamos o conjunto $C1$ , com $\varepsilon = 1$ , com os cortes especificados na tabela. Já para o restante das colunas, os resultados foram obtidos com os cortes das Eqs. (3.57)-(3.63). . . . .	73
3.4	Idem à legenda da Tabela 3.3, para o canal $pp \rightarrow e^- \bar{\nu}_e jjjj$ . . . . .	73
3.5	Vínculos em $3\sigma$ para os acoplamentos anômalos puramente quárticos $\alpha_4$ e $\alpha_5$ , na situação em que somente um operador anômalo contribui por vez, para as escolhas de escalas de renormalização e fatorização $C1$ (3.50) e $C2$ (3.51) com variações $\varepsilon = 0.5, 1, 4$ . Resultados para o LHC operando com energia de 14 TeV e luminosidade integrada de $100 \text{ fb}^{-1}$ . . . . .	77
C.1	Subprocessos de $pp \rightarrow l^+ \nu_l jjjj$ em $\mathcal{O}(\alpha_{EW}^6)$ . . . . .	116

C.2	Subprocessos da reação $pp \rightarrow l^+ \nu_l jjj$ em $\mathcal{O}(\alpha_{EW}^4, \alpha_S^2)$	117
C.3	Subprocessos da reação $pp \rightarrow l^+ \nu_l jjj$ em $\mathcal{O}(\alpha_{EW}^2, \alpha_S^4)$	118
C.4	Subprocessos de $pp \rightarrow l^- \bar{\nu}_l jjjj$ em $\mathcal{O}(\alpha_{EW}^6)$	118
C.5	Subprocessos de $pp \rightarrow l^- \bar{\nu}_l jjjj$ em $\mathcal{O}(\alpha_{EW}^4 \alpha_S^2)$	119
C.6	Subprocessos de $pp \rightarrow l^- \bar{\nu}_l jjjj$ em $\mathcal{O}(\alpha_{EW}^2 \alpha_S^4)$	119



# Capítulo 1

## Introdução

O conhecimento das “leis” da Física em escala subatômica é proveniente em grande parte da análise de dados fornecidos pelos colisores de partículas elementares de altas energias.

A interpretação teórica dos dados experimentais é feita, grosso modo, escolhendo-se um “candidato” à teoria, calculam-se seções de choque de processos nessa teoria e as comparamos com dados experimentais. Caso essa comparação não seja satisfatória passamos para um próximo “candidato”.

Nos últimos 30 anos, o “candidato” conhecido como Modelo Padrão das Partículas Elementares (MP) se mantém no topo do *ranking* de disputa, já que nenhum desvio estatisticamente significativo em suas previsões foi observado até hoje. No entanto, não há dúvida que o MP se mostra como uma teoria incompleta na descrição dos processos subatômicos, já que ele não esclarece o mecanismo da violação de  $CP$ , a replicação de famílias, além de não apresentar um candidato à matéria escura, entre outras questões em aberto.

Com o início das operações do Grande Colisor de Hádrons (LHC) no CERN, o MP passou recentemente por mais um escrutínio: a possível observação do bóson de Higgs, a única partícula fundamental prevista pelo MP até então não detectada. A observação dessa partícula daria credibilidade ao chamado mecanismo de Higgs, que elucida a quebra espontânea de simetria no setor eletrofraco responsável pela geração de massa para suas partículas.

De fato, dados recentes dos experimentos CMS e ATLAS confirmaram a existência de um bóson com massa em torno de 125 GeV. Diante desse fato os seguintes cenários são projetados para este colisor hadrônico nos próximos anos: (a) nenhum indício de ressonâncias novas ou (b) observação de várias novas partículas.

Na opção (a) precisaremos medir os acoplamentos desse bóson leve com bastante precisão para

podermos discriminar, dentre tantas outras possibilidades, se de fato se trata do bóson de Higgs com as propriedades previstas pelo MP.

Sob o ponto de vista teórico e experimental, o cenário (b) é bem mais excitante do que a aparente confirmação do MP. Caso sejam observadas novas partículas então uma espectroscopia detalhada e medidas de acoplamentos serão necessários para a compreensão da estrutura fundamental da teoria. Neste cenário emergem, como fortes candidatos, modelos que se baseiam em supersimetria (SUSY). Embora SUSY seja uma forte candidata à uma física além do MP, outras idéias também devem ser consideradas. Dentre elas, uma classe de modelos que modifica a simetria  $SU(2)_L$  do MP para uma estrutura de tripleto, exibindo assim uma simetria  $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ , conhecida genericamente como modelos 331.

Dentro do cenário (a), além da descoberta do Higgs, o LHC deve testar a estrutura não-abeliana da simetria  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , em particular medindo os acoplamentos quárticos  $WWWW$  e  $WWZZ$ . Do ponto de vista fenomenológico, um estudo independente de modelo é uma estratégia viável para abordar uma nova física no setor eletrofraco.

No primeiro assunto dessa tese tratamos a quebra espontânea de simetria através de teorias efetivas considerando o MP na ausência do Higgs padrão. De forma mais específica, buscamos inferir desvios na medição dos acoplamentos quárticos entre os bósons de *gauge* massivos do MP escrevendo uma parametrização geral do modelo onde o Higgs não existe (ou não é parte de um dubleto de  $SU(2)_L$ ). Essa abordagem resulta em uma representação não-linear da teoria efetiva. Por outro lado pode-se também manter o Higgs como parte de um dubleto de  $SU(2)_L$  construindo a teoria linearmente através da expansão da lagrangiana do MP. Nesse caso os acoplamentos quárticos puros surgem somente em operadores de ordem 8. Embora haja diferenças nos dois formalismos, existe uma correspondência direta entre os operadores responsáveis pela modificação da estrutura quártica entre os bósons de *gauge*.

Ainda na procura de uma nova física no setor eletrofraco, abordamos também a física a ser estudada no cenário (b) nesta tese. Conforme já mencionado, a classe de modelos 331 modifica o conteúdo das representações em diversos setores exibindo uma estrutura de simetria  $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ , que é quebrada primeiramente para  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  e posteriormente para  $U(1)_{EM}$ . Introduzidos no início da década de 90, esses modelos abordam questões fundamentais não explicadas pelo MP, como por exemplo a restrição do número de famílias limitado a três (ou

múltiplos de três), além de na versão com neutrinos de mão-direita possuir candidato à matéria escura.

Uma característica interessante é que esses modelos prevêem a existência de novas partículas que permitem processos, em nível de árvore, com troca de sabor via correntes neutras que são fortemente suprimidos na Natureza. Obtemos vínculos aos parâmetros desse novo modelo mediante dados experimentais de violação de sabor em diversos sistemas de mésons neutros, a saber  $K^0 - \bar{K}^0$ ,  $D^0 - \bar{D}^0$  e  $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ .

Com a intenção de fornecer ao leitor uma visão ampla sobre o contexto experimental atual e sobre a teoria que regem a Física de Partículas Elementares, abordamos os assuntos nessa tese visando nosso objetivo final, sem no entanto esgotarmos a abrangência e profundidade formal dos vários tópicos aqui mencionados<sup>1</sup>.

O Capítulo 2 engloba o “estado d’arte” da Física de Partículas Elementares. Apresenta o LHC com uma visão bastante geral de sua história e seus experimentos, além do seu papel essencial na corroboração do MP e seu potencial para novas descobertas. Em paralelo ao experimento, esboçamos a estrutura teórica do MP. Suas características, o mecanismo da quebra espontânea de simetria, o bóson de Higgs e sua importância no modelo, seus canais de produção e decaimento e os resultados mais recentes do experimento CMS e ATLAS sobre esse bóson são abordados.

O Capítulo 3 introduz o leitor no formalismo teórico das lagrangianas quirais e na construção de modelos efetivos. Como motivação histórica para validade desses modelos discutimos primeiro o modelo de Fermi, que surgiu para explicar o decaimento  $\beta$ .

Dentro dessa abordagem podemos considerar o MP como sendo um modelo efetivo, válido na escala de energia  $\Lambda$ , mesmo com a confirmação experimental do bóson de Higgs. Acima dessa escala existem diversas especulações teóricas sobre a física que se manifestará. Em particular, se  $\Lambda \approx 1$  TeV, espera-se que o LHC consiga levantar indícios de física além do MP.

Através da descrição de teoria de campo efetiva podemos supor que o setor eletrofraco apresenta interações fortes entre os bósons de *gauge*, já que não há princípio fundamental que obrigue a física responsável pela quebra de simetria eletrofraca interagir fracamente. No MP, a intensidade da interação entre os bósons de *gauge* longitudinalmente polarizados depende do valor da massa do bóson de Higgs. Para quantificar possíveis desvios na intensidade dos vértices puramente quárticos

---

<sup>1</sup>Nesse aspecto mencionaremos os diferentes experimentos do LHC, sem nos aprofundarmos em especificações técnicas. Além disso, em relação à construção do MP, não consideramos explicitamente a simetria de cor  $SU(3)_C$  da QCD que, apesar de importante, foge do foco deste trabalho.

previstos pelo MP, introduzimos vértices anômalos através do formalismo de lagrangianas quirais.

Investigamos dentro desse contexto, em nível partônico e *leading order* (LO), o potencial do LHC, operando em energia no centro de massa de  $\sqrt{s} = 14$  TeV e luminosidade  $L = 100 \text{ fb}^{-1}$ , para testar os vértices anômalos puramente quárticos  $WWWW$  e  $WWZZ$  em processos de colisão com topologia de fusão de bósons vetoriais (VBF), no canal semileptônico  $pp \rightarrow l^\pm \nu_l jjjj$ , onde  $l^\pm$  são os léptons  $e^\pm$  e  $\mu^\pm$ , e  $j$  são jatos compostos por (anti)quarks leves. Os possíveis *backgrounds* foram considerados em três diferentes ordens em teoria de perturbação: (i) irreduzível, incluindo processos de produção de três bósons, em  $\mathcal{O}(\alpha_{em}^6)$ ; (ii) QCD em  $\mathcal{O}(\alpha_{em}^4 \alpha_s^2)$  e  $\mathcal{O}(\alpha_{em}^2 \alpha_s^4)$  e (iii) processos envolvendo quarks *top*:  $pp \rightarrow t\bar{t} + 0$  até 2 jatos.

O Capítulo 4 aborda características de processos que permitem correntes neutras com troca de sabor (FCNC), um fenômeno fortemente suprimido no MP mas que pode ocorrer, em nível de árvore, em algumas propostas de física além do MP. Por exemplo, nos modelos com simetria  $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$  os processos FCNC surgem naturalmente em nível de árvore no setor de quarks, posto que um novo bóson de *gauge* neutro  $Z'$  acopla-se de forma distinta com a terceira família gerando interações não-universais nesse setor. Nesta tese mostramos que, além do  $Z'$ , no modelo 331 que apresenta neutrinos de mão-direita ( $331_{RHN}$ ) existem duas novas fontes de violação CP: os escalares  $S_2$  e  $I_3^0$ . Essas partículas escalares contribuem para as oscilações de mésons neutros  $K^0 - \bar{K}^0$ ,  $D^0 - \bar{D}^0$  e  $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ , que são processos do tipo FCNC. Usando dados experimentais relacionados a esses sistemas, obtemos vínculos importantes aos parâmetros do modelo  $331_{RHN}$ .

Dentro do contexto específico de cálculos numéricos, o leitor encontrará nos Apêndices alguns detalhes úteis sobre configurações do espaço de fase e obtenção da seção de choque através da integração por Monte Carlo no Apêndice A. As regras de Feynman implementadas em nossas rotinas Fortran se encontram no Apêndice B e tabelas listando todos os subprocessos utilizados em nossas análises apresentamos no Apêndice C.

## Capítulo 2

# O “estado d’arte” na Física de Partículas Elementares

### 2.1 O Grande Colisor de Hádrons

*The reasonable man adapts himself to the world;  
the unreasonable one persists in trying to adapt the world to himself.  
Therefore all progress depends on the unreasonable man.*

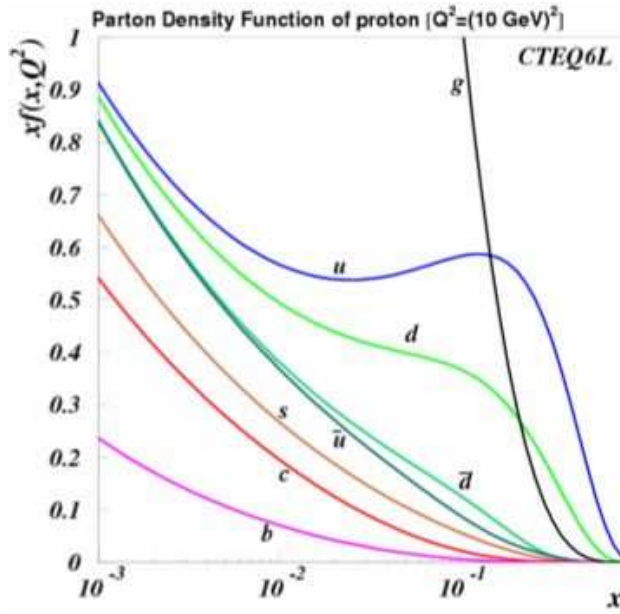
George Bernard Shaw

A comunidade científica, baseada em razões teóricas, prevê que a hegemonia do MP será abalada na escala TeV de energia, explorada com o início das operações do Grande Colisor de Hádrons (LHC) [1], localizado no CERN [2].

O LHC é um colisor e acelerador hadrônico, com dois anéis supercondutores, instalado em túnel de aproximadamente 26.7 km, construído na década de 1980 para abrigar o Grande Colisor Elétron-Pósitron (LEP).

Nos colisores hadrônicos os processos são iniciados pelos pártons  $q$ , que compõem os nucleons e carregam somente uma fração  $x$  do momento inicial destes.

Cada parton  $q$  tem uma função de distribuição  $f_q(x)$  diferente, como ilustra a Fig. 2.1, e essas funções dependem da energia de teste  $Q^2$  do próton. Sendo assim, as escalas de energia que podem ser testadas em colisores hadrônicos são substancialmente menores do que a sua energia do centro de massa (CM) nominal  $\sqrt{s}$ .



**Figura 2.1:** Perfil das funções de distribuição dos pártons (PDF) de acordo com a opção CTEQ6L [56] utilizada nesse trabalho.

As colisões acontecem entre dois feixes não-contínuos, que denominaremos  $a$  e  $b$ , contendo um grande número de partículas agrupadas em “pacotes” denominados *bunches*.

O número de colisões (ou eventos) é proporcional ao número de partículas em cada feixe,  $N_a$  e  $N_b$  respectivamente, e inversamente proporcional à área  $S$  da seção transversal de cada feixe. O coeficiente de proporcionalidade denomina-se *seção de choque de espalhamento* ( $\sigma$ ) para um determinado estado final.

Quantitativamente, se os feixes colidem com uma frequência  $f$  então a taxa de ocorrência  $\mathcal{R}$  dos eventos, ou seja o número de eventos de determinado tipo gravados por segundo pelos detetores, é dada por

$$\mathcal{R} = L \times \sigma_{exp}, \quad (2.1)$$

onde

$$L = \frac{N_A N_B}{S} f \quad (2.2)$$

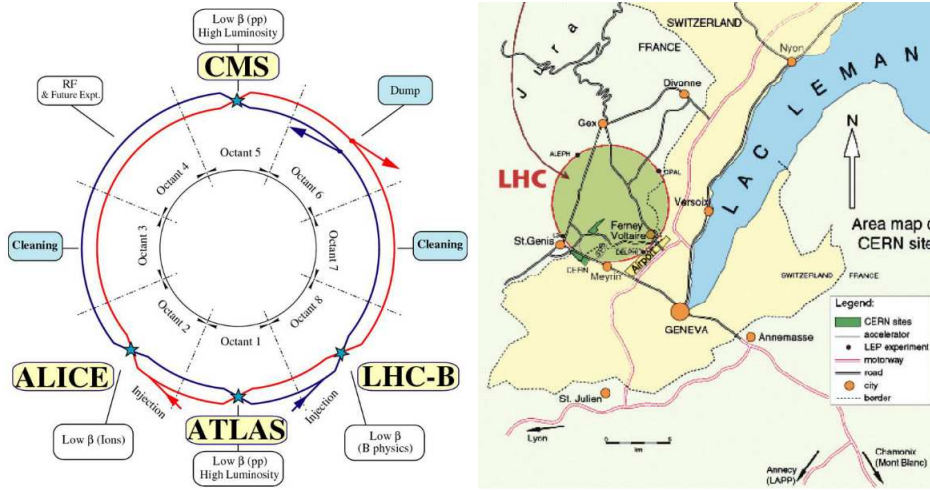
é a luminosidade integrada.

A taxa  $\mathcal{R}$  é medida diretamente pelos físicos experimentais. Na verdade mede-se  $\mathcal{R} \times \varepsilon$ , onde  $\varepsilon$  é a *eficiência do detetor*<sup>1</sup>.

O LHC foi projetado para colidir *bunches* de até  $10^{11}$  prótons com energia de  $\sqrt{s} = 14$  TeV, em intervalos discretos de 25 ns, atingindo uma luminosidade nominal de  $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  ou

---

<sup>1</sup>A probabilidade de que um evento real com determinadas propriedades seja identificado pelo detetor.



**Figura 2.2:** Grande Colisor de Hádrons (LHC): layout (à esquerda) e localização (à direita). Figura extraída da Ref. [3].

$100 \text{ fb}^{-1}$  por ano<sup>2</sup>.

O número acentuado de partículas por *bunch* aumenta a luminosidade e, consequentemente, a quantidade de eventos que podem ser aproveitados. A seção de choque *pp* total em colisores hadrônicos é alta e vale aproximadamente 98 mb, sendo que aproximadamente 73 mb correspondem somente à seção de choque inelástica [4]. Sendo assim, a probabilidade de ocorrerem múltiplas interações (*pile up*) também aumenta e estima-se que haverá aproximadamente 19 interações inelásticas por cruzamento de *bunch*. O *pile up* inerente aos experimentos complica bastante a análise dos dados, pois necessita-se distinguir a reação estudada desses eventos adicionais que contaminam o sinal.

Além dos prótons, o projeto do LHC também permite colisões de íons pesados, em particular núcleos de chumbo, com energia de  $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$  por par de núcleons e luminosidade de  $L = 10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

Alguns parâmetros do LHC podem ser visualizados na Tabela 2.1.

### 2.1.1 Detetores

O LHC dispõe de seis detetores - ATLAS, CMS, ALICE, LHCb, LHCf e TOTEM - direcionados à análise de diferentes fenômenos físicos [5].

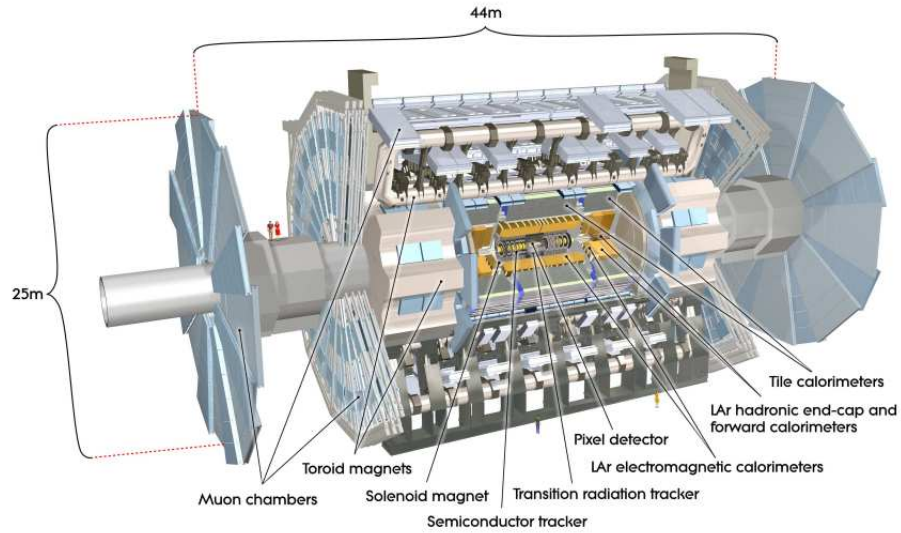
O ATLAS (“A large Toroidal LHC ApparatuS”) e o CMS (“Compact Muon Solenoid”) são os dois maiores detetores do LHC, direcionados a propósitos gerais, que cobrirão um amplo leque de

<sup>2</sup>À título de curiosidade, esse valor de  $100 \text{ fb}^{-1}$  por ano se deve ao fato do LHC não operar durante 12 meses ininterruptos. Fosse esse o caso teríamos uma luminosidade nominal de  $315.36 \text{ fb}^{-1}$  por ano.

Parâmetros do feixe		pp	PbPb
Energia por nucleon	[TeV]	7	2.76
<i>Bunches</i>		2808	592
Partículas por <i>bunch</i>		$1.15 \times 10^{11}$	$7.0 \times 10^7$
<i>Bunch Crossing</i>	[ns]	25	100
Frequência	[MHz]	40	0.008
Luminosidade	[cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	$1.0 \times 10^{34}$	$1.0 \times 10^{27}$

**Tabela 2.1:** Parâmetros nominais do LHC para colisões próton-próton e chumbo-chumbo. Maiores detalhes na Ref. [3].

possibilidades de fenômenos físicos acessíveis à sua escala de energia, além de serem construídos para analisar tanto colisões *pp* quanto colisões de íons pesados.

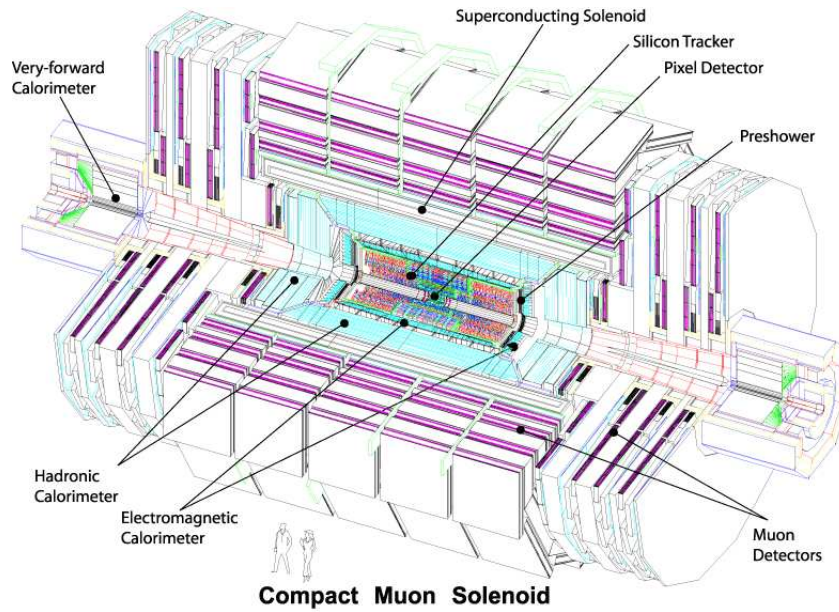


**Figura 2.3:** Visão interna do detector ATLAS. Dimensões: 25m de altura e 44m de comprimento; Peso:  $\approx 7000$  toneladas. Figura obtida da Ref. [5].

De forma geral, o ATLAS e o CMS, cujos detectores estão esquematizados nas Figs. 2.3 e 2.4 respectivamente, foram preparados para busca do bóson de Higgs e de sinais de nova física, entre os quais SUSY, dimensões extras e outras extensões do MP.

O experimento ALICE (“A Large Ion Collider Experiment”) foi construído especificamente para analisar a colisão de íons pesados. Seu objetivo é estudar a física da matéria que interage fortemente





**Figura 2.4:** Visão interna do detector CMS. Dimensões: 15m de altura, 15m de largura e 21m de comprimento. Figura obtida de “<http://cms.web.cern.ch/cms>”.

em densidades de energia extremas, situação na qual espera-se a formação de uma nova fase da matéria, o plasma de quarks e glúons. A existência dessa fase de matéria e suas propriedades é essencial para entender o confinamento e a simetria quiral na QCD. Esse experimento também analisará colisões  $pp$ , para comparação tanto com os resultados das suas colisões  $Pb-Pb$  quanto com os outros experimentos.

Outros experimentos bem menores que os anteriores e mais específicos em suas análises são:

- o LHCb (“Large Hadron Collider beauty”) para medidas de precisão de violação  $CP$  e decaimentos raros de mésons  $B$  <sup>3</sup>;
- o TOTEM (“Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation”), locado próximo ao CMS, foi projetado para estudar partículas emitidas na direção frontal (pequenos ângulos e altos valores de pseudorapidez  $\eta$ ), bem próximas ao eixo dos feixes, focando a física em regiões de  $\eta$  não acessível ao experimento CMS;
- o LHCf (“Large Hadron Collider forward”) consiste de dois pequenos calorímetros, posicionados cada um a 140 metros do ponto de interação do detector ATLAS, também com o propósito de estudar a produção *forward* de partículas nas colisões  $pp$  em ângulos extremamente baixos.

<sup>3</sup>A título de curiosidade, o LHCb foi o primeiro experimento a obter resultados de nova física no LHC através da medição direta de violação  $CP$  nos decaimentos  $D \rightarrow K^+ K^-$  e  $D \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . Maiores detalhes na Ref. [7]

## Sistema de coordenadas

Tendo em vista os assuntos abordados nesse trabalho, nos parece relevante mencionar alguns detalhes sobre a padronização do sistema de coordenadas adotado, por exemplo pelo experimento CMS.

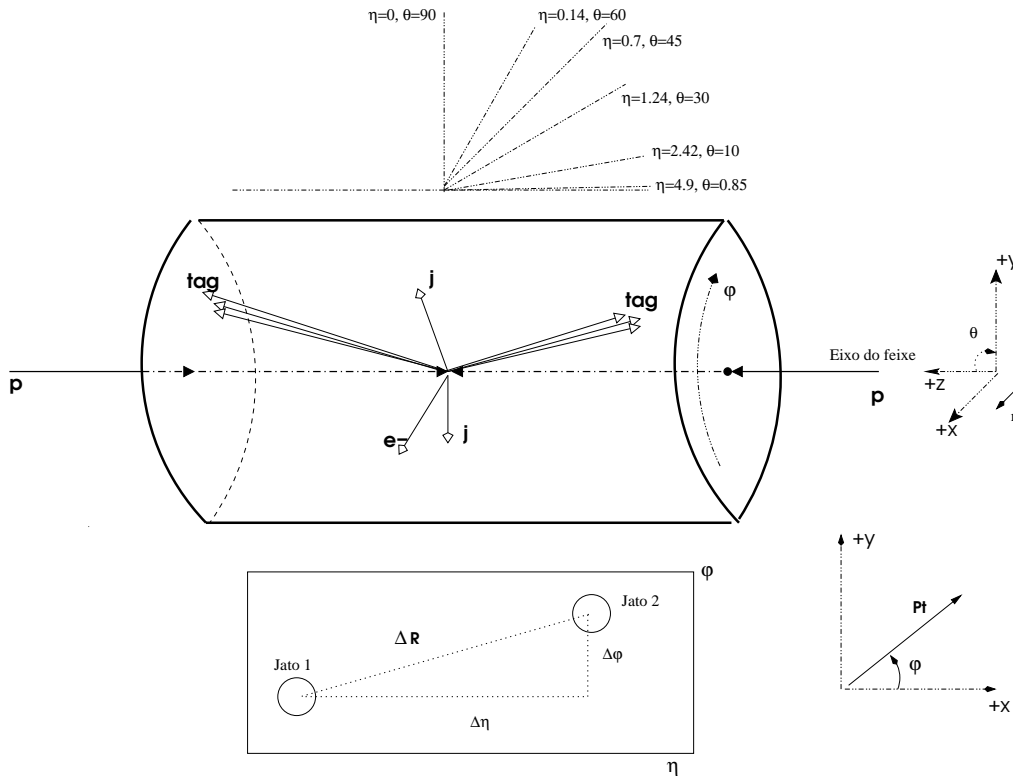
Neste experimento os feixes de prótons circulam em sentido horário e anti-horário, sendo o sentido anti-horário definido como sentido positivo na direção do eixo- $z$ . A origem do sistema de coordenadas  $xyz$  é o ponto de colisão, com os eixos  $x$  e  $y$  apontando radialmente para o centro do anel de colisão, conforme mostrado na Fig. 2.5.

O ângulo azimutal  $\varphi$  é medido a partir do eixo  $x$  no plano  $xy$  e o ângulo polar  $\theta$  é medido a partir do eixo  $z$  em direção ao plano  $xy$ .

Em colisões costuma-se utilizar a variável cinemática pseudorapidez  $\eta$ , definida como

$$\eta \equiv -\ln \left( \tan \frac{\theta}{2} \right), \quad (2.3)$$

no lugar do ângulo polar  $\theta$  para medir a inclinação do eixo de emissão das partículas em relação ao eixo do feixe, pois diferenças  $\Delta\eta$  são invariantes sob *boosts* de Lorentz ao longo deste eixo.



**Figura 2.5:** Esboço de um detector genérico destacando regiões de pseudorapidez  $\eta$  e caracterização de uma reação com topologia de fusão de bósons vetoriais.

Na Fig. 2.5 visualiza-se também a variável cinemática  $\Delta R$ , que mede a distância (ou separação) entre dois objetos, jatos por exemplo, no plano  $(\eta, \varphi)$  e é definida como

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\varphi)^2}, \quad (2.4)$$

onde  $\Delta\eta \equiv \eta_2 - \eta_1$  e  $\Delta\varphi \equiv \varphi_2 - \varphi_1$  são medidos em relação ao eixo  $z$  do feixe. Essa variável é fundamental para estabelecer critérios de isolamento entre objetos e na definição de jatos.

## 2.2 O Modelo Padrão da Física de Partículas Elementares

*By convention there is color, by convention sweetness,*

*By convention bitterness, but in reality there are atoms and space*

Democritus (aprox. 400 BCE)

Na verdade sabemos que *there are leptons, quarks, gluons, bosons...*

O MP é uma teoria elegante, que descreve todas as partículas conhecidas na Natureza e as suas interações até o momento.

Ele nos diz que toda a matéria conhecida no Universo é composta por partículas elementares, os *férmions*, subdivididos nos tipos *léptons* e *quarks*, sujeitas aos quatro tipos de interações fundamentais - eletromagnética, fraca (que descreve por exemplo o decaimento  $\beta$ ), forte (responsável por manter os quarks dentro do próton) - mediadas pelos bósons de *gauge* (respectivamente, o fóton  $\gamma$  para a força eletromagnética,  $W^\pm$  e  $Z$  para força fraca e o glúon  $g$  para força forte) e gravitacional (esta não é abordada teoricamente pelo MP), seguindo algumas regras básicas determinadas por conceitos matemáticos formais baseados nas noções de grupos de simetria e invariância de *gauge*. Direcionamos o leitor à algumas referências [8] que tratam características, sucessos e problemas do MP com maiores detalhes não considerados neste trabalho devido à extensão do assunto.

O MP evoluiu de uma descrição do eletromagnetismo pela teoria de campos quântica, a eletrodinâmica quântica (QED), para uma teoria mais ampla que engloba a força fraca e a força forte. O arcabouço teórico do MP se baseia no grupo de simetria de *gauge*  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , onde  $C$  refere-se ao grupo de cor da cromodinâmica quântica (QCD),  $L$  refere-se à estrutura de mão-esquerda (*left-handed*) do grupo de isospin  $SU(2)$  e  $Y$  refere-se ao grupo de hipercarga  $U(1)$ .

À essa estrutura de *gauge* adicionou-se minimalmente um dubleto escalar de  $SU(2)_L$  com hipercarga  $Y = +1$ , o dubleto de Higgs, que quebra a simetria  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$  dando origem às massas dos bósons de *gauge*  $W^\pm$  e  $Z$ , mantendo o fóton  $\gamma$  sem massa. Além disso, a interação desse dubleto com os férmions, através da lagrangiana de Yukawa, é responsável pela geração de massa das partículas de matéria.

Usando a mesma notação da Ref. [9] observa-se a existência de três famílias no setor fermiônico

$$\left[ \begin{array}{c} \left( \begin{array}{c} \nu_e \\ e \end{array} \right)_L \\ \left( \begin{array}{c} u \\ d \end{array} \right)_L \end{array} \right] \begin{array}{cc} e_R & \\ d_R & u_R \end{array} \left[ \begin{array}{c} \left( \begin{array}{c} \nu_\mu \\ \mu \end{array} \right)_L \\ \left( \begin{array}{c} c \\ s \end{array} \right)_L \end{array} \right] \begin{array}{cc} \mu_R & \\ s_R & c_R \end{array} \left[ \begin{array}{c} \left( \begin{array}{c} \nu_\tau \\ \tau \end{array} \right)_L \\ \left( \begin{array}{c} t \\ b \end{array} \right)_L \end{array} \right] \begin{array}{cc} \tau_R & \\ b_R & t_R \end{array} \quad (2.5)$$

onde nota-se a estrutura de dubletos *left-handed*, acompanhada dos singletos *right-handed*.

Das quatro interações fundamentais existentes na Natureza, o MP consegue unificar as interações eletromagnética e fraca, mas é incapaz de unificar a interação forte com as demais, além de não descrever a interação gravitacional.

As interações forte, fraca e eletromagnética surgem devido à troca de bósons vetoriais entre os férmions (spin-1/2) que constituem a matéria. Os bósons de *gauge* vetoriais (spin-1) são associados aos geradores da álgebra dos grupos que compõem a estrutura do MP.

Observa-se o seguinte em relação aos bósons vetoriais:

- associados ao grupo de simetria  $SU(3)_C$  existem oito campos geradores  $G_\mu^\alpha$  ( $\alpha = 1, \dots, 8$ ) cujos estados físicos são denominados glúons. Os glúons não possuem massa, carregam carga de cor e são responsáveis pela interação forte. Deste modo, qualquer partícula que se acople com os glúons é caracterizada como sendo fortemente interagente.
- associados ao grupo de simetria de isospin  $SU(2)_L$  aparecem três campos geradores  $W_\mu^a$  ( $a = 1, 2, 3$ ) e ao grupo de simetria de hipercarga  $U(1)_Y$  um campo gerador  $B_\mu$  (o índice  $Y$  é utilizado para diferenciar o grupo relacionado à hipercarga fraca do grupo eletromagnético,  $U(1)_{EM}$ , associado à carga elétrica  $Q$ ). Esses quatro campos vetoriais associados ao grupo de simetria  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  geram, após o mecanismo de quebra dessa simetria, os bósons de *gauge* massivos que mediam as interações eletrofracas e o fóton, não massivo, descrito pela QED.

Apesar de observarmos experimentalmente todo o conteúdo das famílias descritas em (2.5), somente a primeira família, ou *primeira geração* (composta pelo elétron  $e^-$ , neutrino do elétron  $\nu_e$ , quarks *up*  $u$  e *down*  $d$ ), é encontrada na matéria usual. As duas gerações restantes (compostas pelo múon  $\mu$ , neutrino do múon  $\nu_\mu$ , quarks  $c$  e  $s$ , tau  $\tau$ , neutrino do tau  $\nu_\tau$ , quarks  $t$  e  $b$ ) contém partículas instáveis, que podem ser criadas diretamente e/ou através do decaimento de partículas pesadas nos aceleradores de partículas.

As três gerações de férmions mostram uma diferença muito significativa entre suas massas. Deste modo, as partículas da segunda e terceira gerações são mais pesadas e instáveis e decaem em partículas da primeira geração.

De forma geral, podemos escrever a lagrangiana do MP como

$$\mathcal{L}_{MP} = \mathcal{L}_G + \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_Y + \mathcal{L}_{GF} + \mathcal{L}_{FP}, \quad (2.6)$$

onde  $\mathcal{L}_G$  contém os termos cinéticos dos bósons de *gauge*,  $\mathcal{L}_f$  refere-se aos férmions e aos seus acoplamentos com os bósons de *gauge*,  $\mathcal{L}_Y$  é a lagrangiana de Yukawa,  $\mathcal{L}_{GF}$  e  $\mathcal{L}_{FP}$  referem-se aos termos de fixação de *gauge* e à lagrangiana de *Faddeev-Popov*.

Detalhes da forma e conteúdo da lagrangiana (2.6), além de sua construção, podem ser obtidos em várias referências [8]. Aqui apresentaremos somente os termos significantes para nossas análises.

O setor fermiônico do MP é regido pela seguinte lagrangiana,

$$\mathcal{L}_f = i \sum_{a=1}^3 [\bar{\psi}_L^a \gamma^\mu D_\mu^L \psi_L^a + \bar{\psi}_R^a \gamma^\mu D_\mu^R \psi_R^a], \quad (2.7)$$

onde os spinors  $\psi_L$  representam os férmions de mão-esquerda e  $\psi_R$  os férmions de mão-direita.  $D_\mu$  são as derivadas covariantes

$$\begin{aligned} D_\mu^L &\equiv \partial_\mu + ig \frac{\tau^a}{2} W_\mu^a + ig' \frac{Y}{2} B_\mu, \\ D_\mu^R &\equiv \partial_\mu + ig' \frac{Y}{2} B_\mu, \end{aligned} \quad (2.8)$$

que se acoplam com os campos de mão-esquerda e mão-direita, respectivamente. Em (2.8),  $W_\mu^a$  e  $B_\mu$  são os bósons de *gauge* do grupo de simetria de isospin  $SU(2)_L$  e  $U(1)_Y$ , respectivamente. A mistura entre eles dá origem ao bósons de *gauge* físicos, conforme veremos mais adiante.  $\tau_a$  são as matrizes de Pauli usuais, geradoras do grupo de isospin, e  $Y$  é a hipercarga.

O setor eletrofraco se apresenta com a lagrangiana

$$\mathcal{L}_G = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{a\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}, \quad (2.9)$$

onde  $a = 1, 2, 3$  e os tensores  $W_{\mu\nu}^a$  e  $B_{\mu\nu}$  têm a forma

$$W_{\mu\nu}^a \equiv \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g\epsilon^{abc}W_\mu^b W_\nu^c \quad (2.10)$$

$$B_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (2.11)$$

Observa-se que a estrutura não-abeliana de (2.10) na lagrangiana (2.9) origina vértices trípticos e quárticos entre os bósons de *gauge*.

Na lagrangiana (2.6) não existem termos de massa para os campos<sup>4</sup> pois termos da forma  $m_\psi \bar{\psi}\psi = m_\psi(\bar{\Psi}_L\Psi_R + \bar{\Psi}_R\Psi_L)$  não são invariantes sob transformações do grupo de simetria  $SU(2)_L$ . Desta forma, um mecanismo que gere massa para esses campos, mantendo a renormalizabilidade da teoria<sup>5</sup>, se faz necessário. Conforme abordaremos a seguir, as massas das partículas no MP são geradas através do chamado mecanismo de Higgs.

### 2.2.1 Quebra de simetria eletrofraca e mecanismo de Higgs

Conforme exposto, a invariância por transformações do grupo de simetria  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  proíbe que as partículas do MP adquiram massa. Por outro lado, como os bósons e os férmions observados na Natureza possuem massa (com exceção do fóton), então essa simetria no setor eletrofraco precisa ser quebrada. Note que a inexistência de massa para o fóton pode ser traduzida como uma invariância por transformações do grupo  $U(1)_{EM}$ , o grupo de simetria da QED.

Esse comportamento de quebra de simetria pode ser explicado no MP pelo mecanismo de Higgs<sup>6</sup>, cujo procedimento será esquematizado abaixo<sup>7</sup>.

1. No modelo de Weinberg-Salam-Glashow introduz-se quatro campos escalares reais, formando um dubleto escalar complexo  $\Phi$  de  $SU(2)_L$ , com hipercarga  $Y = +1$ , denominado *dubleto de*

---

<sup>4</sup>Massa nula caracteriza forças com alcance infinito. No entanto, as interações fracas têm alcance de  $10^{-15}$ cm sugerindo massa para os bósons de *gauge* da ordem de 100 GeV.

<sup>5</sup>Condição que não seria satisfeita inserindo termos de massa “à mão”

<sup>6</sup>Também chamado de mecanismo de Brout-Englert-Higgs ou mecanismo de Englert-Brout-Higgs-Guralnik-Hagen-Kibble ou ainda mecanismo de Anderson-Higgs. Foi inicialmente proposto em 1962 por Philip Warren Anderson, que adotou um modelo não-relativístico para aplicação em física de partículas. Em 1964, Peter Higgs e independentemente o grupo de Robert Brout e Francois Englert, assim como o grupo de Gerald Guralnik, C. R. Hagen e Tom Kibble trabalharam em sua versão relativística atual.

<sup>7</sup>Escolha original feita por Weinberg em 1967, que complementa a especificação “padrão”, ou minimal, do modelo para interações eletrofracas.

*Higgs*, tal que

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}. \quad (2.12)$$

2. Constrói-se e insere-se, na teoria representada pela lagrangiana (2.6), a lagrangiana escalar

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu^L \Phi)^\dagger (D^{\mu L} \Phi) - V(\Phi^\dagger \Phi), \quad (2.13)$$

sendo que o acoplamento do dubleto escalar com os campos de *gauge* se dá através da derivada covariante  $D_\mu^L$ . Em forma matricial, a Eq. (2.8) se escreve como

$$\begin{aligned} D_\mu^L &= \partial_\mu + i\frac{g}{2} \left\{ \begin{pmatrix} 0 & W_\mu^1 \\ W_\mu^1 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -iW_\mu^2 \\ iW_\mu^2 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} W_\mu^3 & 0 \\ 0 & -W_\mu^3 \end{pmatrix} \right\} + i\frac{g'}{2} Y \mathbf{I}_{2 \times 2} B_\mu \\ &= \begin{pmatrix} \partial_\mu + i\frac{g}{2} W_\mu^3 + i\frac{g'}{2} Y B_\mu & i\frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \\ i\frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- & \partial_\mu - i\frac{g}{2} W_\mu^3 + i\frac{g'}{2} Y B_\mu \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.14)$$

onde definiu-se

$$W_\mu^\pm \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp W_\mu^2). \quad (2.15)$$

O potencial escalar  $V(\Phi^\dagger \Phi)$  tem a forma

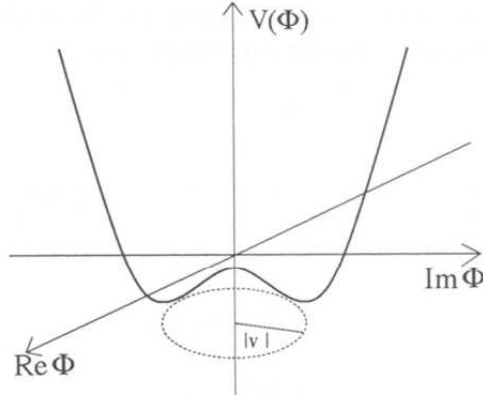
$$\begin{aligned} V(\Phi^\dagger \Phi) &= \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \\ &= \frac{\mu^2}{2} [\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2] + \frac{\lambda}{4} [\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2]^2. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Este potencial escalar é o mais simples possível de forma que, sendo  $\mu^2 < 0$  e  $\lambda > 0$ , possui valor mínimo global diferente de zero para (ver Fig. 2.6)

$$|\Phi|^2 = \frac{1}{2} (\phi_1^2 + \phi_2^2 + \phi_3^2 + \phi_4^2) = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2}. \quad (2.17)$$

3. Escolhe-se de acordo com a expressão (2.17) qual componente do dubleto de Higgs  $\Phi$  não se anulará na configuração mínima do potencial. Por conveniência, escolhe-se a componente  $\phi_3$





**Figura 2.6:** Potencial para um campo escalar complexo  $\Phi$  com  $\mu^2 < 0$  e  $\lambda > 0$ .

e sendo assim impõe-se que

$$\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0, \quad \phi_3^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \equiv v^2. \quad (2.18)$$

Esse será o valor esperado do vácuo ( $vev$ ) do campo de Higgs, ou seja

$$\langle \Phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix}, \quad (2.19)$$

onde

$$v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}}. \quad (2.20)$$

4. Qual razão da escolha efetuada nos itens anteriores? Ou seja, porque um dubleto de  $SU(2)_L$  de campos escalares complexos com hipercarga  $Y = +1$  e  $vev \langle \Phi \rangle_0$  dado por (2.19) é aplicável? Na verdade, qualquer escolha para  $\langle \Phi^0 \rangle$ , que quebre a simetria, gerará massa para o bóson de *gauge* correspondente. Entretanto se o vácuo  $\langle \Phi \rangle_0$  se mantiver invariante em um subgrupo das transformações de *gauge* então os bósons associados a esse subgrupo se mantêm sem massa. Em outras palavras, para preservar a simetria eletromagnética exata de modo a manter a carga elétrica conservada, deve-se quebrar o grupo original de simetria como  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$ . Deste modo, após a quebra espontânea da simetria, o subgrupo  $U(1)_{EM}$  se mantém como uma simetria do vácuo. Nesse caso, o bóson de *gauge* correspondente, o fóton, se mantém sem massa e a escolha feita para  $\langle \Phi \rangle_0$  deixa o vácuo invariante sob  $U(1)_{EM}$ . De fato,

tal invariância requer que o estado de vácuo  $\langle \Phi \rangle_0$  se transforme como

$$\exp(i\theta Q) \langle \Phi \rangle_0 \approx (1 + i\theta Q) \langle \Phi \rangle_0 = \langle \Phi \rangle_0, \quad (2.21)$$

onde  $Q$  é o operador carga elétrica<sup>8</sup> que satisfaz a relação de Gell-Mann-Nishima,  $Q = T_3 + \frac{1}{2}Y$  com os operadores  $T_3$  e hipercarga  $Y$  da álgebra do grupo  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , ou seja  $[T^i, T^j] = i\epsilon^{ijk}T^k$  e  $[T^i, Y] = 0$ .

Vemos então em (2.21) que o operador  $Q$  aniquila o vácuo, ou seja  $Q\langle \Phi \rangle_0 = 0$ . De fato,

$$\begin{aligned} Q\langle \Phi \rangle_0 &= \left( T_3 + \frac{1}{2}Y \right) \langle \Phi \rangle_0 \\ &= \frac{1}{2} (\tau_3 + Y) \langle \Phi \rangle_0 \\ &= \frac{1}{2} \left[ \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2.22)$$

Note que para os geradores de  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  temos explicitamente

$$\tau_1 \langle \Phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v/\sqrt{2} \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0, \quad (2.23)$$

$$\tau_2 \langle \Phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -iv/\sqrt{2} \\ 0 \end{pmatrix} \neq 0, \quad (2.24)$$

$$\tau_3 \langle \Phi \rangle_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \neq 0, \quad (2.25)$$

$$Y \langle \Phi \rangle_0 = 1 \langle \Phi \rangle_0 \neq 0. \quad (2.26)$$

5. Para obtermos os campos de *gauge* massivos, desloca-se o campo de Higgs em relação ao seu

---

<sup>8</sup>Importante lembrar que a representação de um modelo baseado em determinado grupo de *gauge* pode ser conhecido através do operador carga elétrica  $Q$ .

vácuo e, como o campo  $\Phi$  e as suas componentes respeitam a simetria  $SU(2)_L$ , para obter os campos físicos explicitamente, adota-se o *gauge* unitário. Fazendo uma transformação de *gauge* desse grupo, tem-se que

$$\Phi \rightarrow \Phi' = \exp \left( -i \frac{\tau^a \theta_a}{2} \right) \Phi = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}, \quad (2.27)$$

onde passamos a usar a notação  $\phi_3 \equiv H$ .

Usa-se então a expressão do campo transformado (2.27) na lagrangiana (2.13) tal que

$$D_\mu^L \Phi' = \begin{pmatrix} \partial_\mu + i \frac{g}{2} W_\mu^3 + i \frac{g'}{2} Y B_\mu & i \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \\ i \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- & \partial_\mu - i \frac{g}{2} W_\mu^3 + i \frac{g'}{2} Y B_\mu \end{pmatrix} \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}, \quad (2.28)$$

e escrevendo

$$\begin{aligned} Z_\mu &= (g W_\mu^3 - g' B_\mu) / (g^2 + g'^2)^{1/2} \\ A_\mu &= (g W_\mu^3 + g' B_\mu) / (g^2 + g'^2)^{1/2}, \end{aligned} \quad (2.29)$$

obtém-se após algum trabalho algébrico

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_H &= \frac{1}{2} (\partial_\mu H \partial^\mu H + 2\mu^2 H^2) + \frac{g^2}{4} (v^2 + 2vH + H^2) W_+^\mu W_{-\mu} \\ &\quad + \frac{(g^2 + g'^2)}{8} (v^2 + 2vH + H^2) Z^\mu Z_\mu - \frac{\lambda}{4} (4vH^3 + H^4) \end{aligned} \quad (2.30)$$

Note que os quatro campos adicionais inseridos através de  $\Phi$  foram re-arranjados da seguinte forma: os três campos escalares  $\phi_1$ ,  $\phi_2$  e  $\phi_4$  desapareceram dando lugar aos três graus de liberdade que surgem como as componentes longitudinais dos bósons de *gauge* massivos e o quarto campo escalar  $\phi_3$  se tornou uma partícula real e interagente, o bóson de Higgs  $H$ .

Os bósons de *gauge* físicos  $W^\pm$  e  $Z$  adquirem massa

$$M_W = \frac{gv}{2} \quad \text{e} \quad M_Z = (g^2 + g'^2)^{1/2} \frac{v}{2}, \quad (2.31)$$

enquanto o fóton  $A^\mu$  permanece sem massa como esperado.

Sabendo que  $e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W$  obtemos a relação  $M_W = M_Z \cos \theta_W$  onde  $\theta_W$  é o ângulo de mistura eletrofraco.

Considerando resultado obtido em baixa energia e relacionando a constante de acoplamento eletrofraco  $g$  com a constante de Fermi  $G_F$

$$\frac{g}{2\sqrt{2}} = \left( \frac{M_W^2 G_F}{\sqrt{2}} \right)^{1/2}, \quad (2.32)$$

obtém-se para o *vev*  $v$

$$v = (\sqrt{2} G_F)^{1/2} \approx 246 \text{ GeV}. \quad (2.33)$$

Identificamos a massa do Higgs  $M_H$  através da expressão (2.30) reescrita como

$$-\frac{1}{2}(-2\mu^2)H^2, \quad (2.34)$$

de onde obtemos

$$M_H = \sqrt{-2\mu^2} = v\sqrt{2\lambda}. \quad (2.35)$$

Apesar de prever a existência do bóson de Higgs, o MP não consegue explicar sua massa já que os parâmetros  $\mu^2$  e  $\lambda$  são desconhecidos. Esses parâmetros só aparecem na teoria nos termos de acoplamentos entre os bósons de Higgs e no seu termo de massa.

Já no setor fermiônico, a quebra de simetria se dá através da lagrangiana de Yukawa,

$$\mathcal{L}_Y^{MP} = -g_e[(\bar{\psi}_L \Phi)\psi_R + \bar{\psi}_R(\Phi^\dagger)\psi_L] = -\frac{g_e}{\sqrt{2}}(v + H)(\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L),$$

onde  $g_e$  é o acoplamento de Yukawa para um determinado férmion.

Um fato importante proveniente do mecanismo de Higgs é uma relação entre as massas do  $W$  e do  $Z$ ,

$$\rho \equiv \frac{M_W^2}{\cos^2 \theta_W M_Z^2}. \quad (2.36)$$

No MP, em nível de árvore, esse parâmetro adquire o valor  $\rho = 1$ . Esse valor reflete uma simetria global aproximada e acidental do MP, denominada *simetria custodial* sobre a qual falaremos a seguir. De modo geral, o parâmetro  $\rho$  representa um ótimo teste para a estrutura de isospin do setor de Higgs sendo sensível às correções radiativas oriundas de contribuições de uma nova física.

## Simetria custodial

Seguindo o exposto na Ref. [11], tomando como base o dubleto de Higgs (2.12), podemos construir um outro dubleto de  $SU(2)_L$  como

$$\phi^c = \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^- \end{pmatrix}, \quad (2.37)$$

onde  $\phi^- = \phi^{+*}$ .

Define-se assim um campo bi-dubleto (ou uma matriz de Higgs) tal que

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi^c, \phi) = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} \phi^{0*} & \phi^+ \\ -\phi^- & \phi^0 \end{pmatrix}, \quad (2.38)$$

que se transforma sob a simetria de isospin e hipercarga  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  como

$$\begin{aligned} SU(2)_L : \quad \Phi &\rightarrow U_L \Phi \\ U(1)_Y : \quad \Phi &\rightarrow \Phi \exp\left(-\frac{i}{2}\tau_3\theta\right) \end{aligned} \quad (2.39)$$

sendo que o aparecimento de  $\tau_3$  se deve aos valores opostos de hipercarga entre  $\phi$  e  $\phi^c$ .

Com essa modificação podemos escrever a lagrangiana do setor de Higgs (2.13) em função do campo (2.38) como

$$\mathcal{L}_H = \text{Tr} [(D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi)] + \mu^2 \text{Tr} [\Phi^\dagger \Phi] - \lambda (\text{Tr} [\Phi^\dagger \Phi])^2, \quad (2.40)$$

onde a derivada covariante atua sobre o bi-dubleto  $\Phi$  seguindo

$$D_\mu \Phi = \partial_\mu \Phi + ig \frac{\tau^a}{2} W_\mu^a \Phi - i \frac{g'}{2} B_\mu \Phi \tau_3 \quad (a = 1, 2, 3), \quad (2.41)$$

sendo que mais uma vez a matriz  $\tau_3$  é necessária, já que os campos (2.12) e (2.37) possuem valores opostos de hipercarga.

Para manifestar a simetria global aproximada considere o limite de hipercarga nula,  $g' = 0$ .

Desta forma, a derivada covariante (2.41) resulta em

$$D_\mu \Phi = \partial_\mu \Phi + ig \frac{\tau^a}{2} W_\mu^a \Phi \quad (a = 1, 2, 3). \quad (2.42)$$

Nota-se que nesse caso a derivada covariante (2.42) é simétrica sob transformações de  $SU(2)_R$ , pois

$$SU(2)_R : \quad \Phi \rightarrow \Phi U_R^\dagger \quad (2.43)$$

e daí concluímos que no limite  $g' = 0$  o setor de Higgs do MP apresenta uma simetria global  $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$ , onde  $SU(2)_L$  é a versão global da simetria de *gauge* e  $SU(2)_R$  é uma simetria global aproximada. Na verdade  $U(1)_Y$  é um subgrupo de  $SU(2)_R$  [11].

O bi-dubeto de Higgs (2.38) se transforma sob a simetria global  $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$  da seguinte forma

$$SU(2)_L \otimes SU(2)_R : \quad \Phi \rightarrow U_L \Phi U_R^\dagger. \quad (2.44)$$

Com a quebra de simetria, o bi-dubeto de Higgs adquire um *vev*, em analogia com a Eq. (2.19), dado por

$$\langle \Phi_0 \rangle = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} v & 0 \\ 0 & v \end{pmatrix}. \quad (2.45)$$

O *vev* (2.45) quebra as simetrias  $SU(2)_L$  e  $SU(2)_R$  separadamente, já que

$$U_L \langle \Phi_0 \rangle \neq \langle \Phi_0 \rangle \quad \text{e} \quad \langle \Phi_0 \rangle U_R^\dagger \neq \langle \Phi_0 \rangle, \quad (2.46)$$

mas mantém intacto o subgrupo  $SU(2)_{L+R}$ , que corresponde às transformações sob  $SU(2)_L$  e  $SU(2)_R$  simultaneamente, supondo-se que  $U_L = U_R$ . Ou seja,

$$U_L \langle \Phi_0 \rangle U_L^\dagger = \langle \Phi_0 \rangle. \quad (2.47)$$

Assim temos a quebra de simetria

$$SU(2)_L \otimes SU(2)_R \rightarrow SU(2)_{L+R} \quad (2.48)$$

onde  $SU(2)_{L+R}$  é conhecida como simetria custodial.

Os geradores  $W_\mu^a$  ( $a = 1, 2, 3$ ) se transformam como um tripleto sob transformações globais do grupo  $SU(2)_L$  e como um singlete sob transformações do grupo  $SU(2)_R$ , e sendo assim se transformam como um tripleto sob  $SU(2)_{L+R}$  [11]. Disso resulta que, no limite  $g' = 0$ , os bósons de *gauge*  $W^\pm$  e  $Z$  formam um tripleto de uma simetria global não-quebrada e portanto terão a mesma massa. Quando igualamos os termos de massa obtemos de acordo com (2.29)

$$\frac{1}{2}M_Z^2 Z_\mu Z^\mu = \frac{1}{2}M_Z^2 (\cos \theta_W W_\mu^3 - \sin \theta_W B_\mu)^2 = \frac{1}{2}M_Z^2 \cos^2 \theta_W W_\mu^3 W^{3\mu} + \dots \quad (2.49)$$

Sendo assim, observando a Eq. (2.49) obtida pela imposição da simetria custodial, e lembrando que nesse caso todos os bósons têm a mesma massa, obtemos

$$M_W^2 = M_Z^2 \cos^2 \theta_W \implies \rho = 1. \quad (2.50)$$

No entanto o MP quebra explicitamente a simetria custodial, já que necessariamente  $g' \neq 0$ , e por isso aparecerão correções no parâmetro  $\rho$ , tais que  $\hat{\rho} = 1 + \delta\rho$ , provenientes de *loops* do bóson de Higgs e de quarks pesados, dadas de acordo com a Ref. [11] por

$$\begin{aligned} \delta\rho_{Higgs} &= -\frac{11G_F M_Z^2 \sin^2 \theta_W}{24\pi^2 \sqrt{2}} \ln \frac{M_h^2}{M_Z^2} \\ \delta\rho_{quarks} &= +\frac{3G_F}{8\pi^2 \sqrt{2}} \left( m_t^2 + m_b^2 - 2\frac{m_t^2 m_b^2}{m_t^2 - m_b^2} \ln \frac{m_t^2}{m_b^2} \right). \end{aligned} \quad (2.51)$$

Note que a simetria “custodial” protege (ou guarda) a relação em nível de árvore  $\rho = 1$  de correções radiativas, já que  $\delta\rho_{Higgs} \rightarrow 0$  no limite  $g' \rightarrow 0$  ( $\sin^2 \theta_W \rightarrow 0$ ). Isso é essencial, pois qualquer proposta de nova física, sendo uma extensão do MP, deve possuir a simetria custodial de um modo aproximado, satisfazendo os vínculos experimentais obtidos por medidas de precisão eletrofracas. O valor experimental atual para o parâmetro  $\rho$  apresentado pelo Particle Data Group (PDG) [12] é

$$\rho_{exp} = 1.0008_{-0.0007}^{+0.0017}$$

que está bem de acordo com o MP.

Apesar da simetria custodial ser necessária, esse não é exatamente o caso do Higgs padrão, já que pode-se desenvolver uma teoria de campo efetiva que quebra a simetria eletrofraca mantendo a simetria custodial. Um modo de fazer isso será tratado no Cap. 3.

## 2.3 O Bóson de Higgs do Modelo Padrão

Vimos que o MP unificou com bastante sucesso as interações eletromagnética e fraca. No entanto, seja como for, a existência de um setor de Higgs nesse modelo é essencial para a quebra de simetria e geração de massa de suas partículas.

Diferentes cenários foram propostos para explicar a dinâmica do mecanismo de quebra de simetria eletrofraca. Para uma revisão sobre essas abordagens indicamos a Ref. [13]. O modo mais simples de implementar a quebra espontânea de simetria é através da introdução de campos bosônicos escalares na teoria, como foi apresentado na Sec. 2.2.1.

Quando o mecanismo de Higgs é acionado, três bósons escalares são absorvidos e se tornam as componentes longitudinais dos bósons vetoriais massivos, enquanto que o bóson de Higgs permanece no espectro do modelo como um grau de liberdade físico. Esta partícula escalar se acopla com todas as partículas do MP que adquirem massa através do mecanismo de quebra espontânea de simetria. Ao leitor interessado recomendamos consultar as Refs. [8] para observar a forma completa da lagrangiana do MP após o mecanismo de Higgs. Além disso, a fenomenologia relacionada ao bóson de Higgs foi objeto de análise em diversos trabalhos [14].

Na Tabela 2.2 esquematizamos a intensidade dos acoplamentos entre as partículas do MP e o Higgs, conforme apresentado na Ref. [15]. É importante observar que esses acoplamentos são diretamente proporcionais à massa das partículas.

O MP não especifica a massa do Higgs. Contudo a consistência deste modelo através de medidas de precisão eletrofraca impõe limites teóricos à sua massa como veremos adiante. Além disto, a procura direta pelo Higgs no colisor LEP estabeleceu por muito tempo que  $M_H$  fosse aproximadamente maior que 114 GeV.

### 2.3.1 Limites teóricos à $M_H$

Existem diversas análises teóricas que impõem vínculos à massa do Higgs. Um desses vínculos está relacionado à unitaridade das ondas parciais nos processos de espalhamento de bósons de *gauge* longitudinalmente polarizados. Em outras palavras, um processo de espalhamento não pode dar probabilidade maior do que 1.

Os autores da Ref. [16] mostraram que a unitaridade é respeitada caso a massa do bóson de



Acoplamento	Intensidade
$Hf\bar{f}$	$M_f/v$
$HW^+W^-$	$2M_W^2/v$
$HZ^0Z^0$	$M_Z^2/v$
$HHW^+W^-$	$M_W^2/v^2$
$HHZ^0Z^0$	$M_Z^2/v^2$
$HHH$	$M_H^2/2v$
$HHHH$	$M_H^2/8v^2$

**Tabela 2.2:** *Acoplamentos do Higgs com as partículas do MP. Maiores informações na Ref. [8].*

Higgs não exceda um valor crítico

$$M_H \leq M_c = \left(\frac{8\pi\sqrt{2}}{3G_F}\right)^{1/2} \approx 1 \text{ TeV}, \quad (2.52)$$

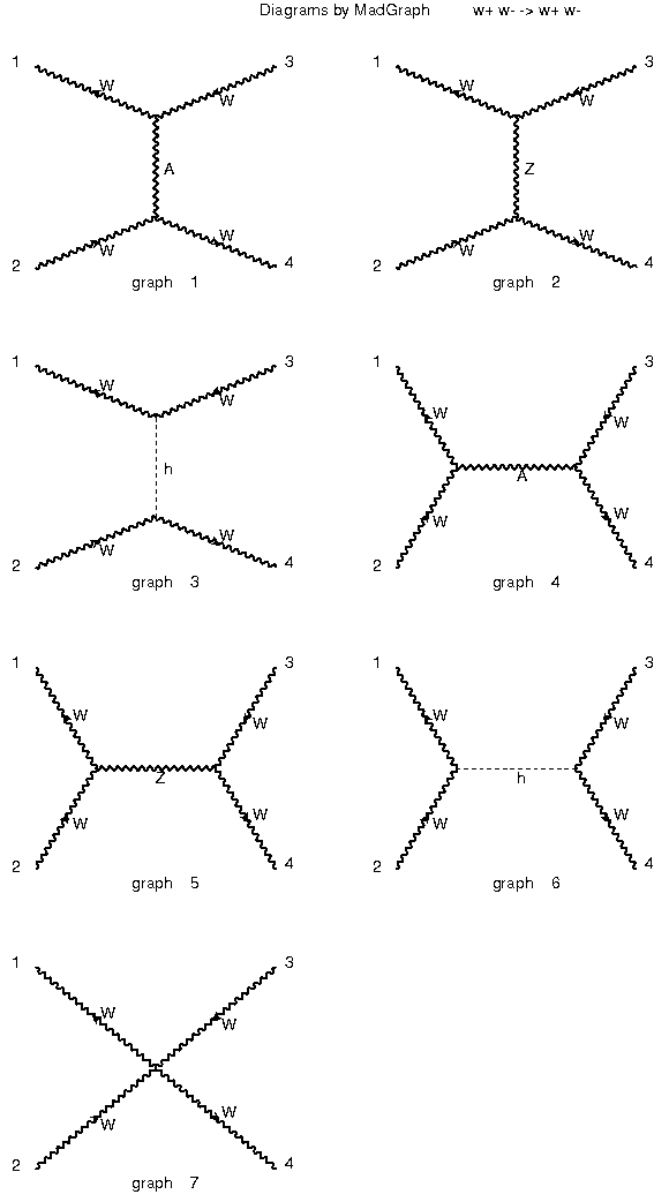
É interessante observar que dentro do MP sem o Higgs (ou com o Higgs mas supondo  $M_H \rightarrow \infty$ ), a amplitude de espalhamento cresce indefinidamente com a energia, ou seja as interações fracas se tornam fortes na escala de altas energias eventualmente violando a unitariedade da matriz  $S$ , o que não faz sentido fisicamente.

O bóson de Higgs relativamente leve resolve este problema. De fato, a estrutura de *gauge* do MP eletrofraco possibilita cancelamentos importantes entre as amplitudes de espalhamento dos bósons de *gauge* longitudinalmente polarizados em altas energias, onde o bóson de Higgs desempenha papel essencial.

Consideremos o processo de espalhamento entre bósons de *gauge* [18]

$$W^+(k_+) + W^-(k_-) \rightarrow W^+(q_+) + W^-(q_-) \quad (2.53)$$

no referencial do centro de massa (CM), com os bósons  $W^\pm$  na direção do eixo  $z$  (polarizados longitudinalmente) cujos diagramas de Feynman esboçamos na Fig. 2.7.



**Figura 2.7:** Diagramas de Feynman, em nível de árvore, para o espalhamento  $W^+ + W^- \rightarrow W^+ + W^-$ .

Neste referencial podemos escrever os momentos inicial e final tais que

$$\begin{aligned}
 k_{\pm} &= (E, 0, 0, \pm k_z) \text{ e} \\
 q_{\pm} &= (E, 0, \pm k_z \sin \theta, \pm k_z \cos \theta),
 \end{aligned}
 \tag{2.54}$$

onde  $E^2 = M_W^2 + \mathbf{k}^2$  e  $\theta$  é o ângulo de espalhamento no CM.

Considerando o comportamento do espalhamento dos bósons longitudinais em altas energias, os

vetores de polarização longitudinal dos bósons  $W^\pm$  são

$$\begin{aligned}\epsilon_L(k_\pm) &= \left( \frac{k}{M_W}, 0, 0, \pm \frac{E}{M_W} \right), \\ \epsilon_L(q_\pm) &= \left( \frac{k}{M_W}, 0, \pm \frac{E}{M_W} \sin \theta, \pm \frac{E}{M_W} \cos \theta \right),\end{aligned}\tag{2.55}$$

satisfazendo a condição de Lorentz  $\epsilon(q) \cdot q = 0$  e normalizados tais que  $\epsilon^2 = -1$ .

No limite de altas energias, a amplitude de espalhamento envolvendo os vértices tríplices com o fóton  $A$  e bóson neutro  $Z$  (ver diagramas 1, 2, 4 e 5 na Fig. 2.7), considerando termos que crescem com fatores de  $\frac{q^2}{M_W^2}$ , é tal que

$$\mathcal{M}_{1,2,4,5} = g^2 \left[ \frac{q^2}{M_W^2} \left( \frac{9}{2} - \frac{11}{2} \cos \theta - 2 \cos^2 \theta \right) + \frac{q^4}{M_W^4} (3 - 6 \cos \theta - \cos^2 \theta) \right].\tag{2.56}$$

Do mesmo modo, o diagrama com vértice quártico contribui com o termo (ver diagrama 7 na Fig. 2.7)

$$\mathcal{M}_7 = g^2 \left[ \frac{q^2}{M_W^2} (-4 + 6 \cos \theta + 2 \cos^2 \theta) + \frac{q^4}{M_W^4} (-3 + 6 \cos \theta + \cos^2 \theta) \right].\tag{2.57}$$

E finalmente, os diagramas que envolvem troca dos bósons de Higgs fornecem (ver diagramas 3 e 6 na Fig. 2.7)

$$\mathcal{M}_{3,6} = g^2 \left[ \frac{q^2}{M_W^2} \left( -\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos \theta \right) - \frac{M_H^2}{4M_W^4} \left( \frac{s}{s - M_H^2} + \frac{t}{t - M_H^2} \right) \right],\tag{2.58}$$

onde  $s$  e  $t$  são as variáveis de Mandelstam, definidas como

$$\begin{aligned}s &= (k_+ + k_-)^2 = (q_+ + q_-)^2 = (2E)^2 = E_{CM}^2 \\ t &= (k_+ - q_+)^2 = (k_- - q_-)^2 = 2k^2(1 - \cos \theta).\end{aligned}\tag{2.59}$$

Note então que podemos escrever de forma geral que

$$\mathcal{M}(s, t) = A \left( \frac{q^2}{M_W^2} \right)^2 + B \left( \frac{q^2}{M_W^2} \right) + C\tag{2.60}$$

onde, somando-se todas as contribuições, o termo  $A$  se cancela sem a necessidade dos diagramas do Higgs.

No entanto, o cancelamento completo do termo  $B$  envolve de forma direta o bóson de Higgs sobrando a amplitude

$$\begin{aligned}\mathcal{M}(s, t) &= -g^2 \frac{M_H^2}{4M_W^4} \left( \frac{s}{s - M_H^2} + \frac{t}{t - M_H^2} \right) \\ &\equiv -4 \left( \lambda + \frac{(\lambda v)^2}{s - 2\lambda v^2} + \frac{(\lambda v)^2}{t - 2\lambda v^2} \right),\end{aligned}\tag{2.61}$$

usando que  $M_H = \sqrt{2}\mu = \sqrt{2\lambda}v$  e  $M_W = \frac{g}{2}v$ .

Então, apesar da amplitude de espalhamento  $WW$  não divergir em altas energias, ainda é necessário verificar se ela satisfaz o limite de unitaridade para a matriz de espalhamento. Nesse caso, é conveniente analisar o comportamento fazendo a expansão da amplitude  $\mathcal{M}$  em ondas parciais decompondo as amplitudes de acordo com as contribuições dos valores do momento angular total  $J$  tal que

$$\mathcal{M}(s, t) = 16\pi \sum_J (2J + 1) a_J(s) P_J(\cos \theta),\tag{2.62}$$

onde  $P_J$  são os polinômios de Legendre ( $P_0(x) = 1$ ,  $P_1(x) = x$ ,  $P_2(x) = \frac{1}{2}(3x^2 - 1)$ ,  $\dots$ ) com  $\cos \theta = 1 + \frac{2t}{s}$  em altas energias.

Nesse contexto, a seção de choque diferencial no limite de massa nula é dada por

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 s} |\mathcal{M}(s, t)|^2,\tag{2.63}$$

de onde resulta, usando a propriedade de ortogonalidade dos polinômios de Legendre

$$\int_{-1}^1 dx P_J(x) P_K(x) = \delta_{JK} \frac{2}{2J + 1},\tag{2.64}$$

a seção de choque total na forma

$$\sigma = 16\pi \sum_J (2J + 1) |a_J(s)|^2.\tag{2.65}$$

Usando o Teorema Ótico,

$$\sigma = \frac{1}{s} \text{Im } T(s, 0),\tag{2.66}$$

temos que

$$|a_J|^2 = \text{Im } a_J \leq 1. \quad (2.67)$$

Como  $J$  é conservado, o módulo de cada amplitude de onda parcial não pode exceder seu valor inicial, que para um estado de onda plana incidente é igual à 1, e então o resultado para a amplitude de onda parcial para  $J = 0$  será

$$a_0(s) = -\frac{G_F M_H^2}{8\pi\sqrt{2}} \left[ 2 + \frac{M_H^2}{s - M_H^2} - \frac{M_H^2}{s} \ln \left( 1 + \frac{s}{M_H^2} \right) \right]$$

o que leva a  $a_0 \approx -\frac{G_F M_H^2}{4\pi\sqrt{2}}$ , no limite de energia  $\sqrt{s} \gg M_H$ .

Como a unitariedade é violada para  $|a_0| > 1$ , temos então que

$$M_H < \left( \frac{4\pi\sqrt{2}}{G_F} \right)^{1/2}. \quad (2.68)$$

Esse resultado difere um pouco da expressão (2.52) pois nela foram considerados vários canais de espalhamento elástico entre os diferentes bósons de *gauge*.

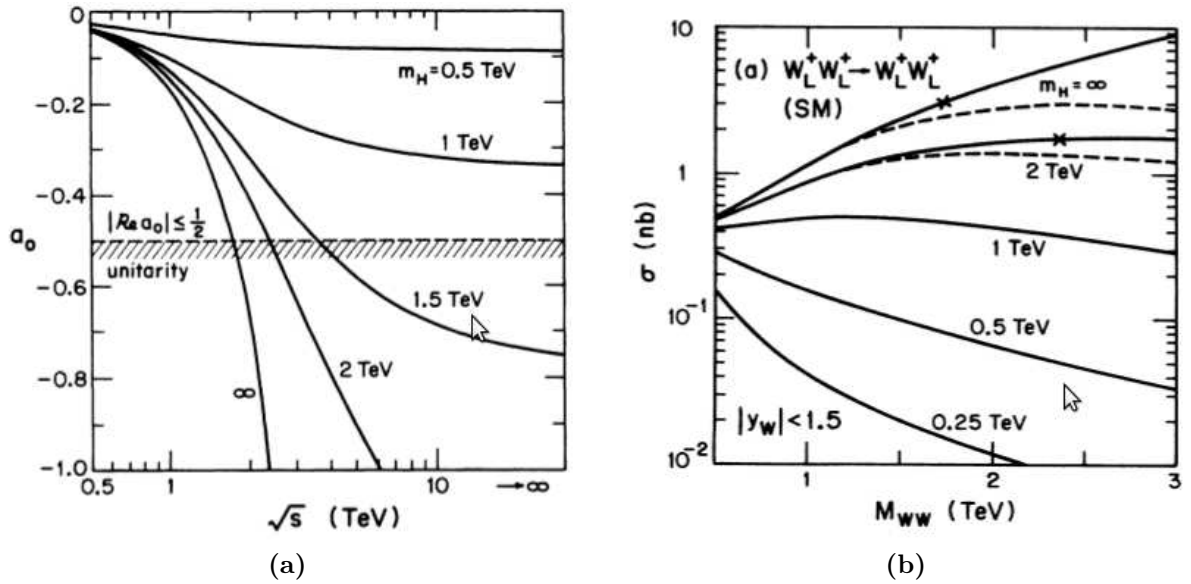
Uma outra análise realizada na Ref. [22] mostra que, se  $M_H$  for menor que aproximadamente 1 TeV, a unitariedade é assegurada para todos os valores de energia no CM, conforme ilustra a Fig. 2.8a. Já a Fig. 2.8b exibe o comportamento da seção de choque do espalhamento  $W_L^+ W_L^+ \rightarrow W_L^+ W_L^+$  em função da massa invariante  $M_{WW}$ . Observa-se que na ausência do Higgs (o que equivale a  $M_H \rightarrow \infty$ ), a unitariedade não é violada para  $M_{WW} < 1.25$  TeV.

Outra forma teórica de impor um limite à massa do Higgs é através da análise da trivialidade do potencial  $V(\Phi)$ . A equação do grupo de renormalização, em nível de um *loop*, para a constante de acoplamento  $\lambda$  do potencial puro (desconsiderando os outros acoplamentos na lagrangiana)  $\lambda\Phi^4$  da Eq. (2.16) tem, de acordo com a Ref. [19], a forma

$$\frac{d\bar{\lambda}}{d \log(Q^2/\mu^2)} = \frac{1}{16\pi^2} (12\bar{\lambda}^2), \quad \text{com} \quad \bar{\lambda}(\mu^2; \lambda) = \lambda. \quad (2.69)$$

Integrando a Eq. (2.69) obtemos

$$\left( \frac{3}{4\pi^2} \right)^{-1} \left[ \frac{1}{\bar{\lambda}} - \frac{1}{\bar{\lambda}_0} \right] = \log \left( \frac{Q^2}{\mu^2} \right), \quad (2.70)$$



**Figura 2.8:** Em (a) vemos que a restrição  $|Re a_0| \leq 1/2$ , que garante a unitariedade, é mantida para  $M_H = 1$  TeV. Em (b) temos a seção de choque versus  $\sqrt{s} = M_{WW}$  para vários valores de  $M_H$ . A curva contínua para  $M_H = \infty$  mostra o caso onde a condição de unitariedade  $|Re a_0| \leq 1/2$  é violada e a curva pontilhada que a acompanha se refere à unitariedade restabelecida. Note o valor  $M_{WW} \approx 1.25$  TeV no qual as duas curvas bifurcam. Figuras obtidas da Ref. [22].

de onde resulta

$$\bar{\lambda}(Q^2) = \frac{\lambda}{1 - \left(\frac{3\lambda}{4\pi^2}\right) \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)}. \quad (2.71)$$

Como a estabilidade do potencial de Higgs requer  $\bar{\lambda}(Q^2) \geq 0$  então pode-se escrever que

$$\lambda(\mu^2) \leq \frac{4\pi^2}{3 \log\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right)}. \quad (2.72)$$

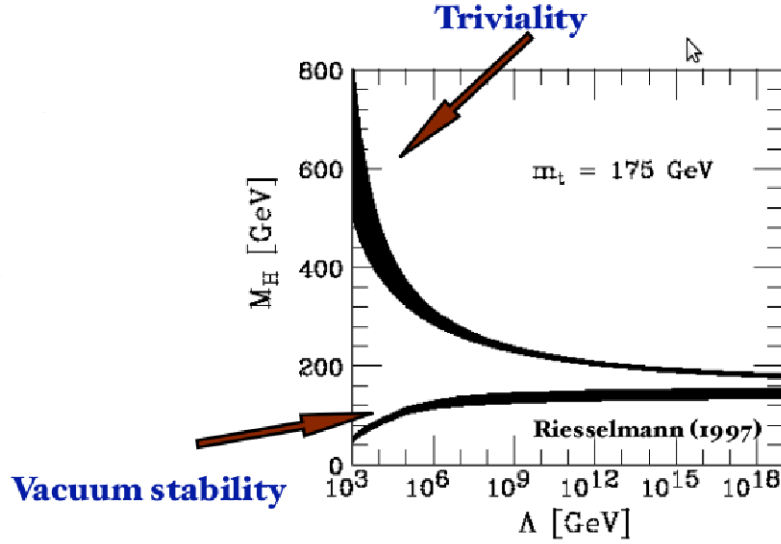
De acordo com (2.72), para grandes valores de  $Q^2$ , temos  $\lambda(\mu^2) \rightarrow 0$  e a teoria se torna trivial (ou seja não interagente).

Escrevendo (2.72) como  $Q^2 \leq \mu^2 \exp\left(\frac{4\pi^2}{3\lambda(\mu^2)}\right)$  e considerando a escala  $\mu^2 = M_H^2$ , sabendo que a relação entre  $M_H$  e  $\lambda$  é dada por (2.35), então

$$Q^2 \leq M_H^2 \exp\left(\frac{8\pi^2 v^2}{3M_H^2}\right). \quad (2.73)$$

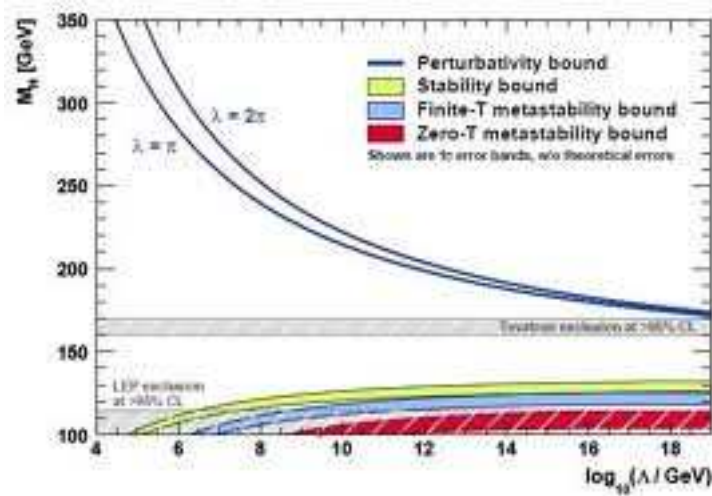
Assim, temos um limite superior  $Q^2 = \Lambda^2$ , dado um valor para a massa do bóson de Higgs, até o qual o MP é válido.

Se esperarmos que o MP seja válido até uma escala de energia de  $\Lambda_{GUT} \approx 10^{16}$  GeV (escala de



**Figura 2.9:** Limites teóricos para massa do Higgs de acordo com a estabilidade do vácuo (curva inferior) e com a trivialidade do potencial escalar (mede a consistência da teoria eletrofraca até a escala de energia  $\Lambda$ ; curva superior). As áreas sólidas expressam as incertezas nos limites. Ver detalhes de cálculo na Ref. [20].

Planck) então a massa do Higgs deve se encontrar no intervalo  $130 \text{ GeV} \lesssim M_H \lesssim 200 \text{ GeV}$ , como pode ser verificado na Fig. 2.9. Caso sua massa seja de aproximadamente 500 GeV, verifica-se que a teoria será válida até 1 TeV. Uma análise mais recente encontra-se na Fig. 2.10.

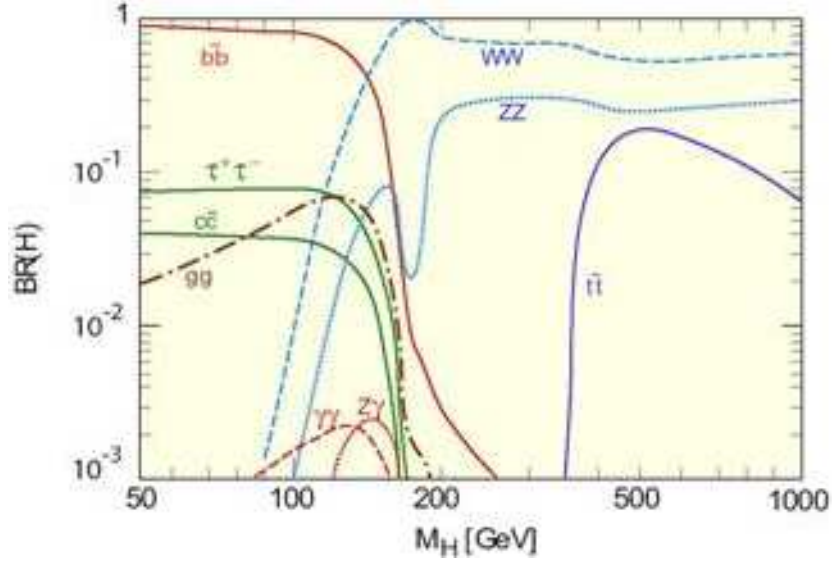


**Figura 2.10:** O limite de trivialidade é dado para  $\lambda = \pi$  e  $\lambda = 2\pi$ . A diferença entre ambas indica a magnitude das incertezas teóricas nesse limite. O limite de estabilidade do vácuo está em verde-limão. Ver detalhes de cálculo na Ref. [21].

### 2.3.2 Modos de decaimento do Higgs

Embora o MP não preveja a massa do bóson de Higgs, ele fornece todos os acoplamentos dessa partícula escalar com o restante do conteúdo do modelo. Sendo assim, o MP é capaz de prever

todos os modos de decaimento e quantificá-los através do cálculo da largura de decaimento  $\Gamma_H$ , desde que  $M_H$  seja fornecida.



**Figura 2.11:** Canais de decaimento do Higgs e taxas de ramificação (ou branching ratios) em função de sua massa. Figura extraída da Ref. [18].

A Fig. 2.11 mostra as taxas de ramificação (BR, do inglês *branching ratio*) para o decaimento do Higgs em função de sua massa. Para massas intermediárias, de 114 GeV (limite de exclusão imposto pelo LEP2) até aproximadamente 130 GeV, o decaimento é dominado completamente pelo canal  $b\bar{b}$ . Para o segundo maior valor de BR existe uma certa competição entre vários modos, a saber  $\tau\bar{\tau}$ ,  $c\bar{c}$ ,  $WW^*$  e  $gg$ . É interessante observar que, embora ocorra em nível de *loop*, o canal  $gg$  é bastante significativo. Finalmente, embora seja relativamente pequeno, devemos destacar os modos de decaimento  $ZZ^*$  e em dois fótons  $\gamma\gamma$ . Nesta janela de massa a largura de decaimento do Higgs é  $\Gamma(H) \leq 10$  MeV, ou seja por ser bem pequena o sinal do Higgs exibe nesse canal um pico bem pronunciado.

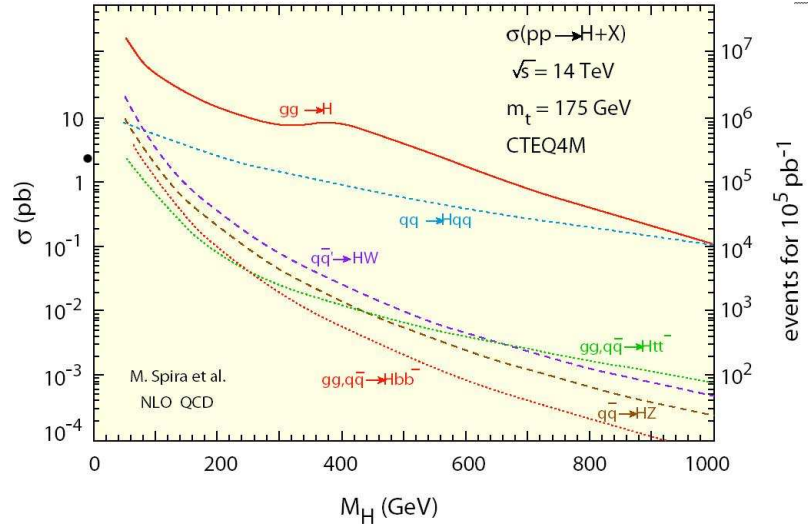
Para  $M_H \approx 2M_Z$  a  $2m_t$ , os modos de decaimento têm como estados finais pares de  $W$ 's ou  $Z$ 's reais. Para massas um pouco acima de  $2m_t$ , o modo  $t\bar{t}$  tem certa importância mas os modos dominantes continuam sendo os decaimentos em pares de bósons de *gauge*.

### 2.3.3 Mecanismos de produção do Higgs no LHC

Assim como nos modos de decaimento, os processos de produção do Higgs no LHC dependem crucialmente do valor de sua massa como mostra a Fig. 2.12.

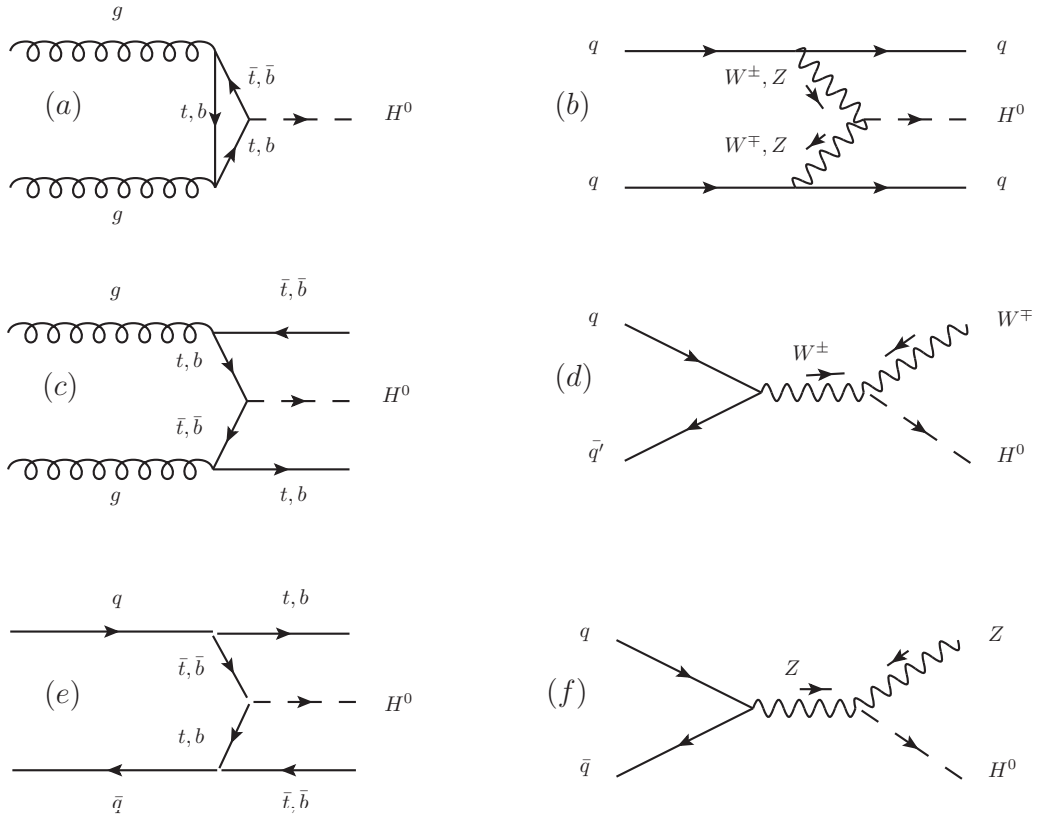
A Fig. 2.12 mostra claramente que o canal de produção mais relevante é a fusão de glúons [25]





**Figura 2.12:** Seções de choque dos mecanismos de produção do Higgs padrão no LHC em função de sua massa. Nota-se a predominância do processo de fusão de glúons  $gg \rightarrow H$ . Figura obtida da Ref. [24].

$gg \rightarrow H$ , possibilidade essa que se estende por ampla faixa de valores da massa do Higgs. Este processo, que se dá ao nível de *loop* (veja Fig. 2.13a), é totalmente dominado pelo quark  $t$  tendo em vista o forte acoplamento do Higgs com este quark pesado<sup>9</sup>.



**Figura 2.13:** Os processos mais importantes de produção do Higgs em colisores hadrônicos. Em (a) temos a fusão de glúons; em (b) temos fusão de bósons vetoriais; em (c) e (e) temos fusão de quarks top ou bottom; em (d) e (f) temos a produção associada com bósons  $W^\pm$  e  $Z$  respectivamente.

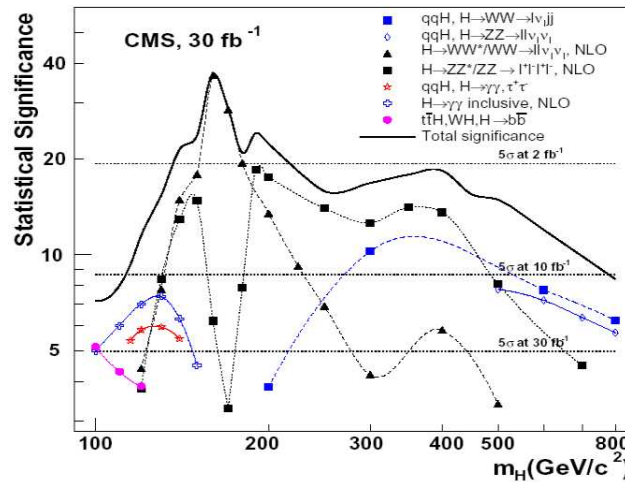
<sup>9</sup>Lembrar que o Higgs se acopla com os férmions proporcionalmente às suas respectivas massas.

O canal de produção através de VBF  $qq \rightarrow qqH$  se torna competitivo para valores maiores de massa do Higgs [26]. Em particular, esse canal fornece uma perspectiva interessante quando o Higgs decai em pares de bósons e estes decaem leptonicamente (conhecido como modo *gold-plated*). Esse modo possui baixa atividade de jatos na região central do detetor, devido à ausência de troca de cor nessa região, possibilitando eventos menos contaminados pelo *background* de QCD.

### 2.3.4 Limites experimentais

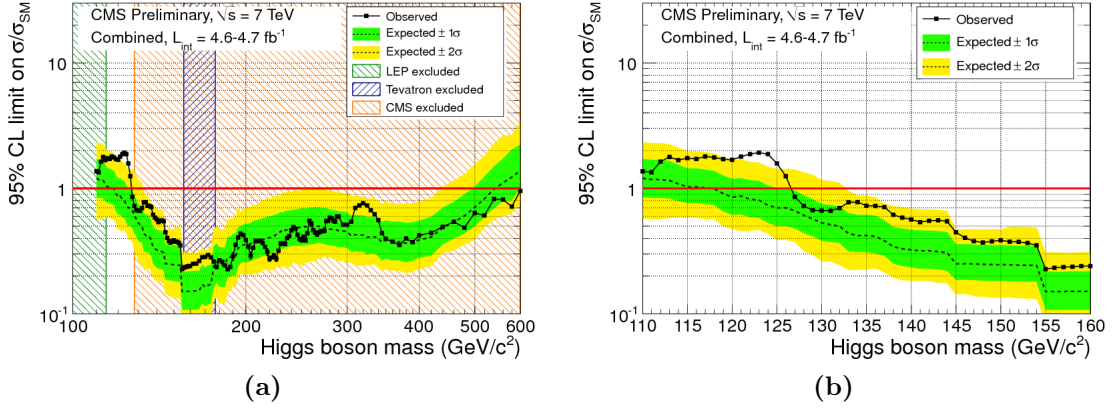
No período de 2010 a 2011 o LHC operou com a energia no centro de massa de 7 TeV (configuração denominada nessa tese como LHC7), metade do seu valor projetado, disponibilizando uma luminosidade de aproximadamente  $5 \text{ fb}^{-1}$  para cada experimento ATLAS e CMS. Esses dados permitiram a procura pelos sinais do bóson de Higgs através de diferentes canais na janela de massa do Higgs de 114 GeV (limite inferior imposto pelo colisor LEP2) até 600 GeV [35].

Conforme mostrado nas Figs. 2.15, resultados iniciais produziram um limite de exclusão de 95% C.L. para massas na região 127 GeV até 600 GeV e de 99% CL para massas na região 128 GeV até 525 GeV. No entanto, de acordo com a Fig. 2.15b, um excesso de eventos em relação ao previsto pelo MP já surgia na região entre 115 GeV e 127 GeV, permitindo aos experimentais em princípio não excluir essa região de massa do Higgs em 95% CL.



**Figura 2.14:** Significância Estatística esperada para luminosidade de  $30 \text{ fb}^{-1}$  no CMS. Detalhes na Ref. [6].

Apesar desse excesso de eventos ser compatível com um Higgs padrão de massa aproximadamente 125 GeV, essa hipótese se apresentava à época com significância estatística menor que  $2\sigma$  em relação



**Figura 2.15:** Limites de exclusão em 95% C.L. (abaixo da linha vermelha) para massa do bóson de Higgs. Análise baseada em dados coletados com luminosidade de  $4.7 \text{ fb}^{-1}$  pelo experimento CMS no período 2010-2011. Detalhes na Ref. [6].

ao *background*<sup>10</sup> do MP. Nessa situação as análises dos dados devem levar em conta outros efeitos<sup>11</sup> nessa região de massa, já que tal excesso de eventos pode ter origem tão somente em flutuações estatísticas do *background*.

## Novo bóson descoberto no LHC

Por ocasião da finalização desta tese, mais precisamente no dia 04 de julho de 2012, cientistas dos experimentos CMS e ATLAS anunciaram no CERN a descoberta de uma nova partícula escalar. Embora haja necessidade de uma análise mais profunda, os primeiros indícios apontam que tal partícula é consistente com o bóson de Higgs do MP.

Tais resultados combinaram dados do LHC7 com o *run* de 2012, quando o LHC iniciou suas operações com energia de 8 TeV (LHC8). Os seguintes canais foram explorados [37]:

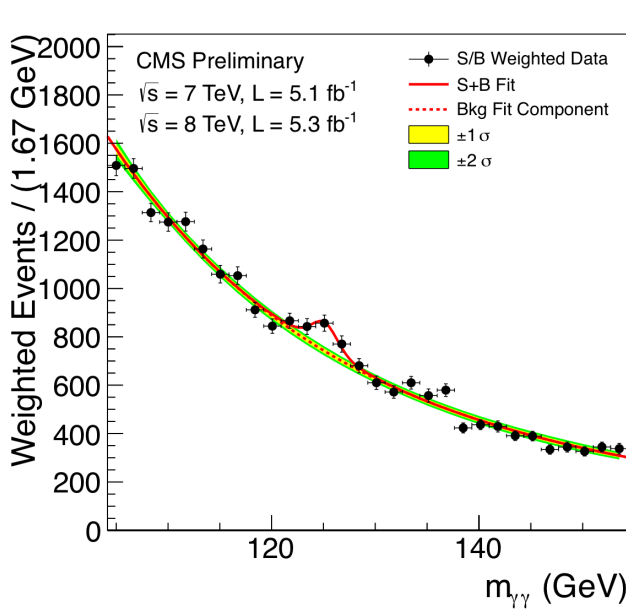
$$H \rightarrow \gamma\gamma, b\bar{b}, \tau^+\tau^-, W^+W^-, ZZ.$$

Ambas as colaborações conseguiram observar, com  $L = 5 \text{ fb}^{-1}$  por experimento, uma nova partícula nos moldes do Higgs padrão em dois canais de decaimento,  $H \rightarrow \gamma\gamma$  e  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4 \text{ léptons}$ , cuja análise combinada alcançou  $5\sigma$  de significância estatística no pico de ressonância (ver Fig. 2.16) de massa na ordem de  $M_H = 125.3 \pm 0.4 \text{ (stat)} \pm 0.5 \text{ (sist)} \text{ GeV}$ .

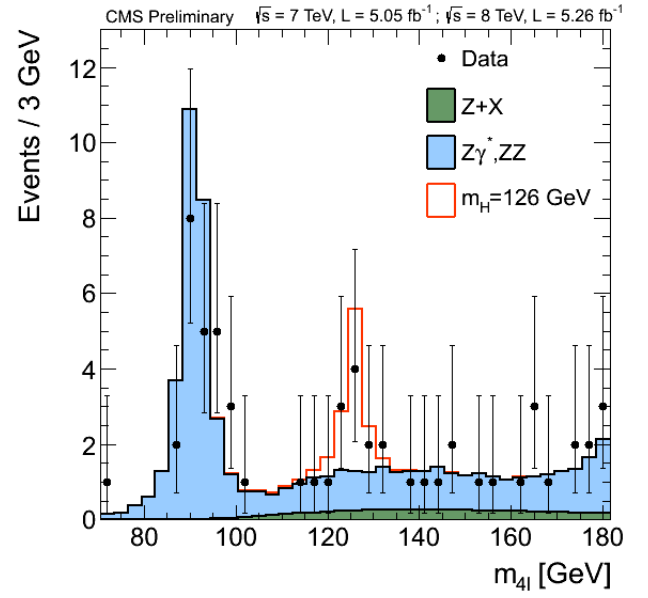
Entretanto, apesar das fortes evidências em associar essa descoberta ao bóson de Higgs do MP,

<sup>10</sup>Um efeito qualquer em uma análise de dados deve alcançar no mínimo significância estatística de  $5\sigma$  para ser considerado como uma descoberta.

<sup>11</sup>Look-Elsewhere Effect [36]



(a)



(b)

**Figura 2.16:** Excesso de eventos observado pelo CMS nos canais  $\gamma\gamma$  e  $ZZ \rightarrow 4$  leptons, respectivamente. Maiores detalhes em “<http://cms.web.cern.ch/news/observation-new-particle-mass-125-gev>” e Ref. [37].

mais análises serão necessárias para testar as propriedades desse novo estado e corroborar, ou não, a hipótese de se tratar do escalar fundamental previsto pelo modelo.

## Capítulo 3

# Acoplamentos Anômalos entre os Bósons de *Gauge*

Embora o LHC tenha anunciado a descoberta de uma nova partícula escalar, estamos ainda em estágio preliminar para associá-la ao bóson de Higgs padrão, apesar dos sinais serem compatíveis, pois não conhecemos com precisão o acoplamento dessa nova partícula.

Sendo assim as discussões sobre mecanismos alternativos para a quebra de simetria eletrofraca ainda são válidas. Além disso, do ponto de vista teórico, podemos considerar o MP como uma teoria efetiva e acreditar que exista uma teoria mais fundamental, do ponto de vista conceitual, regendo os fenômenos na escala subatômica. Logo, muitos aspectos discutidos no cenário  $M_H \rightarrow \infty$  podem ser úteis na construção de novas ideias além do MP.

### 3.1 Espalhamento de bósons vetoriais e cenários de Higgs no LHC

Conforme visto na Seção 2.3.1, os processos de espalhamento entre bósons vetoriais com polarização longitudinal desempenham um papel importante no setor de quebra de simetria eletrofraca já que uma possível ausência do campo de Higgs implica em uma amplitude de espalhamento quadraticamente crescente com a energia, violando a unitariedade em teoria de perturbação para energias da ordem de 1.0 até 1.5 TeV [27]. Essa violação torna o MP uma teoria fortemente interagente para energias maiores que 1 TeV.

De fato, caso  $M_H > 1$  TeV, as amplitudes em ondas parciais divergem transformando as interações fracas em fortes. Nesse contexto as interações entre os bósons de *gauge* para energias da ordem de TeV se assemelham às interações de QCD no regime GeV e portanto não seria mais possível aplicar teoria de perturbação para representar a física, que passaria a exibir atributos de uma teoria fortemente acoplada [16], quais sejam estados ligados (ressonâncias).

Após algumas manipulações algébricas de relações anteriores obtém-se que a relação entre o parâmetro de expansão ( $\approx \lambda/\pi^2$ ) do campo escalar e a massa dos bósons de Higgs [39] adquire a forma

$$\frac{\lambda}{\pi^2} = \frac{g^2 M_H^2}{8\pi^2 M_W^2} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi^2} G_F M_H^2. \quad (3.1)$$

No regime de acoplamento forte  $\lambda/\pi^2 \approx 1$ , e portanto para  $M_H \approx 1$  TeV, temos uma outra indicação de escala de massa para ressonâncias no setor de Higgs. Nesse regime, a expansão em ordens de  $\lambda$  não seria mais possível e não se aplicaria mais a teoria de perturbação.

Vários mecanismos alternativos ao MP para explicar a quebra espontânea de simetria eletrofraca foram propostos nas últimas décadas. Dentre eles, lembramos das teorias que envolvem estados compostos para explicar o mecanismo de quebra de simetria que são há algum tempo discutidas em vários trabalhos [28].

No entanto, medidas de precisão de experimentos como o LEP favorecem modelos com um escalar de massa na  $\mathcal{O}(100)$  GeV, números quânticos e acoplamentos compatíveis com o Higgs padrão [30]. Modelos como *little Higgs* [29] e *holographic Higgs* pressupõem tal partícula, eventualmente com desvios nos acoplamentos em relação ao MP. Tais modelos prevêm a produção intrínseca de novas partículas, o que faz com que tenhamos grandes expectativas para os próximos anos de operação do LHC.

Algumas análises [31] mostram que o LHC operando com energia  $\sqrt{s} = 14$  TeV será capaz de determinar se o setor eletrofraco interage fortemente, com ou sem o aparecimento de novas ressonâncias. Ressonâncias pesadas com massa da ordem de 1 TeV poderão ser observadas no LHC a partir de processos envolvendo fusão de bósons vetoriais com luminosidade em torno de  $50 \text{ fb}^{-1}$ . Já os cenários sem ressonâncias, ou com ressonâncias bem mais pesadas do que 1 TeV, requerem luminosidade aproximada maiores do que  $100 \text{ fb}^{-1}$ . Além disso, seria necessário uma luminosidade de  $400 \text{ fb}^{-1}$  para distinguir um Higgs composto de um elementar fracamente acoplado. Enfatizamos que todas essas estimativas supõem canais envolvendo fusão de bósons vetoriais [32].

Considerando que “baixa energia” se refere à região onde  $E \ll 1 \text{ TeV}$ , pode-se analisar qual impacto que um Higgs não elementar (composto), ou com interação forte, teria no setor de *gauge* do MP. O estudo dos efeitos de um bóson de Higgs “pesado” no MP, em associação com vértices anômalos quárticos entre os bósons de *gauge*, tem sido aprimorado há algumas décadas.

Como nesta tese trabalhamos com o formalismo das lagrangianas efetivas, vamos apresentar na próxima seção uma discussão sobre teorias efetivas. Em particular, mostramos como elas são úteis a partir do exemplo histórico da teoria de Fermi para a explicação do decaimento  $\beta$ .

## 3.2 Teorias efetivas

Sabemos que uma das características marcantes do modelo de Glashow, Weinberg e Salam é a sua renormalizabilidade [33]. Assim, nesse modelo e em muitas de suas extensões, os observáveis podem ser expressos em termos de um certo número de parâmetros e calculados em várias ordens em teoria de perturbação, possibilitando previsões em escalas de energias muito além do alcance tecnológico dos experimentos em uso na época de sua proposta.

Apesar da condição de renormalizabilidade ser essencial para a construção de teorias de campos fundamentais, ela pode ser dispensável quando precisamos descrever uma física ainda não explorada.

Ao trabalharmos com uma teoria de campo renormalizável, consideramos implicitamente que os graus de liberdade (partículas) incluídos em sua lagrangiana geram integralmente o espectro do modelo e que essas partículas são objetos fundamentais. Ao aceitarmos isso, o número de parâmetros livres do modelo (ou seja, parâmetros que não são fixados pelo modelo e só podem ser determinados experimentalmente) é finito, mesmo que da ordem de algumas dezenas, como é o caso do MP que possui 19 parâmetros livres.

Entretanto, quem dá a resposta final é a Natureza e algumas condições, impostas por modelos que de alguma forma restringem ou direcionam seu espectro, podem se mostrar inconsistentes quando temos os dados experimentais ao nosso dispor.

As ideias e princípios que norteam o entendimento de uma física em nível de energia ou precisão ainda não acessado podem se basear em teorias de campo não-renormalizáveis, que abarquem todos os fatos já estabelecidos, mas que contenham um conjunto infinito *a priori* de novos parâmetros observáveis que, de alguma forma, possam mapear um conjunto também infinito de possíveis teorias subjacentes.

A técnica de construção de lagrangianas efetivas (LE) é muito útil na ausência de modelos específicos para uma nova física que poderia aparecer em escalas de energia ainda não exploradas. Essa abordagem, cuja semente encontramos no modelo de Fermi para as interações fracas, foi desenvolvida com detalhes formais no contexto das interações fortes por Weinberg *et al.* [38], e mais tarde foi adaptada à descrição em baixa energia das interações eletrofracas por outros autores [40].

De modo geral, independente de qualquer modelo, uma LE parametriza os efeitos de uma nova física que se manifestaria em altas energias para uma escala de energia mais baixa, bastando para isso especificar o conteúdo de partículas e as simetrias da teoria em baixa energia.

Ao construirmos uma LE genérica para um dado espectro a única restrição para a forma dos operadores (não-renormalizáveis) relaciona-se à conservação de algumas grandezas fundamentais, como a carga elétrica [39].

Os operadores na LE são ordenados em ordem crescente de dimensão canônica de energia. Uma característica desse tipo de abordagem é que, por construção, uma LE apresenta um número infinito de termos organizados em potências de  $\frac{1}{\Lambda}$ , onde  $\Lambda$  é a escala da nova física. Sendo assim, para energias muito menores do que essa escala de energia,  $E \ll \Lambda$ , somente os primeiros termos da expansão são relevantes.

### 3.2.1 Modelo de Fermi

O exemplo mais conhecido de uma abordagem conceitual sobre um fenômeno em física de partículas através da técnica de construção de uma LE foi a proposta de Fermi para explicar as interações fracas [39].

Abaixo do limiar de energia para qual os bósons  $W^\pm$  e  $Z$  são produzidos diretamente, os graus de liberdade básicos do modelo são os férmions leves e os bósons vetoriais sem massa (glúons e fótons).

Os efeitos da troca de bósons vetoriais com massa são considerados quando insere-se operadores não-renormalizáveis (inseridos como campos auxiliares, ou seja sem termos cinéticos, já que em baixas energias os bósons de *gauge* da interação fraca não são observáveis) na LE adequadamente construída, a qual generaliza o modelo original de Fermi das interações fracas. Esse modelo efetivo funciona em escala de energia  $\sqrt{s} \ll M_W$ .

No MP a interação de corrente carregada entre dois férmions, representados pelos spinors  $\psi$ , é



descrita pela troca de um bóson de *gauge* carregado  $W$  na forma

$$\frac{g^2}{8} \bar{\psi} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \psi \frac{1}{q^2 - M_W^2} \bar{\psi} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi, \quad (3.2)$$

onde  $q^2$  é o momento transferido (escala de energia) da interação.

Considerando a escala de energia  $q^2 \ll M_W^2$ , ao expandirmos o propagador do  $W$  em potências de  $\frac{q^2}{M_W^2}$  obtemos

$$\frac{1}{q^2 - M_W^2} \approx -\frac{1}{M_W^2} \left[ 1 + \frac{q^2}{M_W^2} + \dots \right]. \quad (3.3)$$

Usando a expansão (3.3) podemos re-escrever (3.2) como uma soma de um número infinito de termos.

Para energias  $q^2 \ll M_W^2$ , o segundo termo  $\frac{q^2}{M_W^2} \rightarrow 0$  e somente o primeiro termo é importante. Este termo é exatamente o que representa a interação fraca entre quatro férmions na teoria originalmente proposta por Fermi (modelo  $V - A$ ), dado por [41]

$$-\frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{\psi} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \psi \bar{\psi} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi, \quad (3.4)$$

onde

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2}. \quad (3.5)$$

Deste modo, o modelo fenomenológico de Fermi se apresenta como um modelo efetivo, válido para energias bem menores que  $M_W$ , onde os graus de liberdade “pesados” (neste caso, o bóson  $W$ ) da teoria original podem ser eliminados.

A medida que a escala de energia  $q^2$  se aproxima de  $M_W^2$ , não podemos mais “truncar” os termos da expansão em  $\frac{q^2}{M_W^2}$  e cada um dos infinitos termos vai se tornando importante. Nesse regime, os graus de liberdade “pesados” não podem ser desconsiderados do espectro do modelo e a abordagem efetiva começa a falhar.

As limitações da abordagem da LE (ou seja, da fenomenologia em baixa energia do modelo de Fermi) para as interações eletrofracas descrita acima podem ser expostas analisando a reação de decaimento inverso do múon  $\mu$ , ou seja  $\nu_\mu e \rightarrow \mu \nu_e$  de acordo com [41]. Neste caso, o modelo só funciona se a energia do centro de massa for da ordem de  $\sqrt{s} \leq 617 \text{ GeV}$  e o elemento de matriz é quadraticamente divergente em segunda ordem em teoria de perturbação.

Além disso, a escala na qual a unitaridade é aparentemente violada fornece um limite superior para as massas dos graus de liberdade pesados (no caso analisado, para a massa do bóson  $W$ ).

No entanto, em uma teoria fracamente acoplada como é o caso do MP, esse limite superior superestima as massas dos graus de liberdade pesados e então é necessário supor novas ressonâncias (novas partículas) e/ou pelo menos adotar uma abordagem supondo interações fortes para obter as seções de choque que se aproximam do limite de unitaridade da teoria e refinar esses resultados.

Por exemplo, no caso da reação de decaimento inverso do múon teríamos um limite superior de  $M \leq 309 \text{ GeV}$ . Ao considerar a opção mais simples para resolver o problema (em outras palavras para “salvar o modelo”, já que o mesmo se comporta adequadamente em baixa energia), considera-se que a interação fraca seria mediada pela troca de um bóson vetorial, em analogia com o eletromagnetismo, com algumas propriedades particulares de acordo com [41], resultando em uma seção de choque bem comportada, constante em altas energias

$$\lim_{E \rightarrow \infty} \sigma(\nu_\mu e \rightarrow \mu \nu_e) = \frac{G_F^2 M_W^2}{\pi}, \quad (3.6)$$

com a unitaridade sendo respeitada até energias da ordem de

$$s \leq M_W^2 \left[ \exp \left( \frac{\pi \sqrt{2}}{G_F M_W^2} \right) - 1 \right] \approx 7.3 \times 10^{29} \text{ GeV}^2, \quad (3.7)$$

considerando  $M_W \approx 80 \text{ GeV}$ .

A medida que a escala de energia aumenta, novos canais se abrem, por exemplo os canais de produção de  $W$  e  $Z$  na teoria de Fermi. Mas as seções de choque desses novos canais podem ser muito pequenas para serem observadas, especialmente se a teoria subjacente tiver natureza perturbativa. Esses aspectos, facilmente entendidos no contexto do MP e na teoria de Fermi, são propriedades gerais do formalismo das LE's.

Para o desenvolvimento formal da construção de uma LE e sua utilização em várias situações indicamos o leitor às referências [38, 39, 40].

### 3.3 Setor eletrofraco com interações fortes

De forma geral, a construção canônica do MP se baseia em três hipóteses fundamentais:

- invariância sob a simetria de *gauge* não-abeliana  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ ;
- renormalização;
- quebra espontânea da simetria através de campos escalares elementares inseridos no modelo como um dubleto de isospin complexo e do mecanismo de Higgs.

Nesta seção, seguindo basicamente o exposto na Ref. [39, 40], abordaremos a construção das lagrangianas quirais que originam acoplamentos anômalos<sup>1</sup> trípticos e quárticos, cujos efeitos são relevantes no sinal de processos sujeitos à fusão de bósons vetoriais.

### 3.3.1 Formalização da abordagem efetiva

Como vimos, se  $m_H \approx 1\text{TeV}$ , o que implica que  $\frac{\lambda}{\pi^2} \approx 1$ , podemos considerar o MP, com seu campo escalar elementar, um modelo efetivo válido para baixas energias.

A massa do Higgs seria um *cut-off* de energia natural nesse contexto e, como  $\frac{\lambda}{\pi^2} \rightarrow 1$ , nos aproximamos da região de acoplamento forte, testando assim a sensibilidade dos observáveis que surgem no regime de baixas energias ( $\lambda \ll 1$ ) nessa região.

Seguindo a revisão apresentada na Ref.[39], pretendemos nessa seção apresentar qual o impacto que um bóson de Higgs relativamente pesado exerce na estrutura do MP.

Para tanto, a estrutura usual do MP pode ser reformulada de maneira útil para descrição em baixas energias. Essa reformulação manifesta uma simetria quiral global aproximada  $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$  do setor de Higgs.

Para analisarmos o caso particular que não contempla um campo de Higgs padrão, a sensibilidade do modelo efetivo é tratada formalmente considerando o limite  $M_H \rightarrow \infty$ , e daí resulta uma lagrangiana análoga à do modelo  $\sigma$  não-linear acoplada à lagrangiana de Yang-Mills. Essa nova lagrangiana é não-renormalizável.

Os novos efeitos físicos relacionados às hipóteses acima aparecem nos “contratermos” necessários para tornar a teoria não-linear finita, que gerarão termos anômalos permitindo interações ausentes no MP, como é o caso do vértice  $ZZZZ$ .

Sendo um pouco mais formal na construção da lagrangiana quiral, a partir do modelo de Fermi para as interações fracas em ordem mais baixa, pode-se escrever os operadores de interação entre

---

<sup>1</sup>Acoplamentos com estrutura de *gauge* diferente à encontrada nas interações do MP.

quatro férmions, que intermediam as interações em baixas energias entre léptons e quarks, como a soma de produtos de correntes carregadas e neutras na forma geral [39]

$$- 4\sqrt{2}G_F(2J_\mu^+ J^{\mu-} + \rho_* J_\mu^0 J^{\mu 0}), \quad (3.8)$$

sendo que essa estrutura corrente-corrente indica a presença de uma simetria subjacente (idéia original que levou à elaboração do Modelo Padrão das interações eletrofracas).

A simetria local da expressão (3.8) se manifesta com a introdução dos campos vetoriais  $W^\pm$  e  $Z$  tais que (3.8) pode ser escrita como

$$- g_W(W^{+\mu} J_\mu^+ + W^{-\mu} J_\mu^-) - g_Z(Z^\mu J_\mu^0) + M_W^2 (W^{+\mu} W_\mu^-) + \frac{1}{2} M_Z^2 Z^\mu Z_\mu. \quad (3.9)$$

No modelo de Fermi, em baixas energias, os bósons de *gauge* não s o graus de liberdade observáveis e portanto são introduzidos como campos auxiliares (campos sem termo cinético) e podem ser calculados algebricamente como

$$W_\mu^\pm = \frac{g_W}{M_W} J_\mu^\mp \quad \text{e} \quad Z_\mu^\pm = \frac{g_Z}{M_Z} J_\mu^0 \quad (3.10)$$

onde

$$g_W^2 = \frac{4M_W^2}{v^2} \quad \text{e} \quad g_Z^2 = \rho^* \frac{4M_Z^2}{v^2}, \quad (3.11)$$

sendo definido aqui  $v \equiv (\sqrt{2}G_F)^{-1/2}$  (note que não se trata do mesmo procedimento de obtenção do *vev* do bóson de Higgs).

A medida que os campos  $W$  e  $Z$  não correspondem aos graus de liberdade físicos, os valores de suas massas e constantes de acoplamento são arbitrários.

Para torná-los graus de liberdade físicos, precisamos adicionar termos cinéticos   expressão (3.9), ou seja termos invariantes na forma

$$- \frac{1}{2} \text{Tr} [\mathbf{W}_{\mu\nu} \mathbf{W}^{\mu\nu} + \mathbf{B}_{\mu\nu} \mathbf{B}^{\mu\nu}]. \quad (3.12)$$

A lagrangiana resultante de (3.9) e de (3.12) será válida para escalas de energia  $E \approx M_W, M_Z$ ,

onde os tensores de intensidade de campo têm a forma

$$\mathbf{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathbf{W}_\nu - \partial_\nu \mathbf{W}_\mu + ig [\mathbf{W}_\mu, \mathbf{W}_\nu], \quad (3.13)$$

$$\mathbf{B}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathbf{B}_\nu - \partial_\nu \mathbf{B}_\mu, \quad (3.14)$$

com

$$\mathbf{W}_\mu = \frac{\tau^a}{2} W_\mu^a \quad \text{e} \quad \mathbf{B}_\mu = \frac{\tau^3}{2} B_\mu. \quad (3.15)$$

De forma geral, a lagrangiana do setor eletrofraco do MP para os bósons de *gauge* pode ser escrita antes da quebra espontânea de simetria como

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{WS} = & -\frac{1}{2} \text{Tr} [\mathbf{W}_{\mu\nu} \mathbf{W}^{\mu\nu}] - \frac{1}{2} \text{Tr} [\mathbf{B}_{\mu\nu} \mathbf{B}^{\mu\nu}] \\ & + [D_\mu \Phi(x)]^\dagger D_\mu \Phi(x) - \mu^2 \Phi^\dagger(x) \Phi(x) - \lambda [\Phi^\dagger(x) \Phi(x)]^2. \end{aligned} \quad (3.16)$$

### 3.3.2 Simetria quiral

Nesse ponto, desenvolveremos o que mencionamos na Seção 2.2.1 em relação à construção de uma teoria de campo efetiva que quebra a simetria eletrofraca de forma simples mantendo a simetria custodial.

Uma forma de fazer isso é substituir a matriz de Higgs (2.38) por um campo matricial  $\Sigma$  que contenha os bósons de Goldstone  $\pi_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) mas não contenha o bóson de Higgs físico. No entanto, aqui iremos manter o campo escalar de Higgs  $\phi$  para sermos o mais geral possível.

Sendo assim, para manifestar a simetria de *gauge*  $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$  em (3.16), introduz-se um campo matricial  $\Sigma(x)$  tal que

$$\Sigma(x) = \phi(x) + i\vec{\tau} \cdot \vec{\pi}(x) \quad (3.17)$$

onde  $\vec{\tau}$  são as matrizes de Pauli,  $\phi(x)$  é o campo de Higgs e  $\vec{\pi}(x) \equiv (\pi_1(x), \pi_2(x), \pi_3(x))$  é um tripleto de bósons de Goldstone (escalares sem massa). Todos os campos são hermitianos.

De forma explícita,

$$\Sigma(x) = \begin{pmatrix} \phi(x) + i\pi_3(x) & \pi_2(x) + i\pi_1(x) \\ -(\pi_2(x) - i\pi_1(x)) & \phi(x) - i\pi_3(x) \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

onde se vê claramente que

$$\det(\Sigma) = \det(\Sigma^\dagger) = \Sigma \Sigma^\dagger = \Sigma^\dagger \Sigma = \phi^2 + \pi^2. \quad (3.19)$$

Em analogia com o que foi exposto anteriormente na Seção 2.2.1 podemos escrever (3.17) como

$$\Sigma(x) = \begin{pmatrix} \phi^{0*}(x) & \phi^+(x) \\ -\phi^-(x) & \phi^0(x) \end{pmatrix} \equiv \sqrt{2} (\tilde{\Phi}(x) \Phi(x)), \quad (3.20)$$

onde  $\tilde{\Phi}(x) \equiv i\tau_3 \Phi^*(x)$ .

Sabendo que os campos  $\Phi(x)$  e  $\tilde{\Phi}(x)$  se transformam localmente sob a simetria de *gauge*  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  tal que

$$\Phi(x) \rightarrow \exp [(\epsilon_0(x) + \vec{\epsilon}(x) \cdot \vec{\tau})/2] \Phi(x) \quad (3.21)$$

$$\tilde{\Phi}(x) \rightarrow \exp [(-\epsilon_0(x) + \vec{\epsilon}(x) \cdot \vec{\tau})/2] \tilde{\Phi}(x), \quad (3.22)$$

infere-se que o campo  $\Sigma(x)$  se transforma localmente sob a mesma simetria de acordo com [38]<sup>2</sup>

$$\Sigma(x) \rightarrow \exp [\vec{\epsilon}(x) \cdot \vec{\tau}/2] \Sigma(x) \exp [\epsilon_0(x)\tau_3/2]. \quad (3.23)$$

A derivada covariante aplicada ao campo auxiliar terá a seguinte forma

$$\begin{aligned} D_\mu \Sigma(x) &= \partial_\mu \Sigma(x) + ig \frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{W}_\mu \Sigma(x) - i \frac{g'}{2} B_\mu(x) \Sigma(x) \tau_3 \\ &= \partial_\mu \Sigma(x) + ig \mathbf{W}_\mu \Sigma(x) - ig' \mathbf{B}_\mu(x) \Sigma(x). \end{aligned} \quad (3.24)$$

A lagrangiana do setor escalar, antes de torná-la localmente invariante pela substituição  $\partial_\mu \rightarrow D_\mu$ , re-escrita em função do campo  $\Sigma(x)$  é exatamente a lagrangiana do modelo  $\sigma$ -linear. De fato,

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_S(x) &= (\partial_\mu \Phi(x))^\dagger \partial_\mu \Phi(x) - \mu^2 \Phi^\dagger(x) \Phi(x) - \lambda (\Phi^\dagger(x) \Phi(x))^2 \\ &\equiv \frac{1}{4} \text{Tr} [\partial_\mu \Sigma^\dagger(x) \partial^\mu \Sigma(x)] - \frac{\mu^2}{4} \text{Tr} [\Sigma^\dagger(x) \Sigma(x)] - \frac{\lambda}{16} (\text{Tr} [\Sigma^\dagger(x) \Sigma(x)])^2 \end{aligned} \quad (3.25)$$

---

<sup>2</sup>A presença explícita da matriz de Pauli  $\tau_3$  nas leis de transformação de  $\Sigma(x)$  refletem o fato que, apesar dos campos  $\Phi(x)$  e  $\tilde{\Phi}(x)$  compartilharem transformações idênticas sob o grupo de simetria local  $SU(2)_L$ , eles se transformam de modo oposto sob o grupo de simetria local  $U(1)_Y$ .

é explicitamente invariante sob transformações da simetria quiral,  $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$

$$\Sigma(x) \rightarrow \exp \left[ i \vec{\epsilon}_L \cdot \frac{\vec{\tau}}{2} \right] \Sigma(x) \exp \left[ -i \vec{\epsilon}_R \cdot \frac{\vec{\tau}}{2} \right]. \quad (3.26)$$

Portanto, o potencial escalar mais geral consistente com a invariância de *gauge*  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  do modelo minimal de Weinberg-Salam é uma função de  $\Sigma^\dagger(x)\Sigma(x)$  invariante por transformações em  $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$ .

### 3.3.3 Quebra espontânea da simetria eletrofraca no cenário de interação forte

Ao aplicarmos o mecanismo de Higgs, escolhendo  $\mu^2 < 0$ , na lagrangiana do setor eletrofraco (3.16) re-escrita em função do campo de *gauge* matricial  $\Sigma(x)$  (3.25)

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{WS} = & -\frac{1}{2} \text{Tr} (\mathbf{W}_{\mu\nu} \mathbf{W}^{\mu\nu}) - \frac{1}{2} \text{Tr} [\mathbf{B}_{\mu\nu} \mathbf{B}^{\mu\nu}] \\ & + \frac{1}{4} \text{Tr} [\partial_\mu \Sigma^\dagger(x) \partial^\mu \Sigma(x)] - \frac{\mu^2}{4} \text{Tr} [\Sigma^\dagger(x) \Sigma(x)] - \frac{\lambda}{16} (\text{Tr} [\Sigma^\dagger(x) \Sigma(x)])^2 \end{aligned} \quad (3.27)$$

força-se o potencial a adquirir um mínimo

$$\Sigma^\dagger(x) \Sigma(x) = \Sigma(x) \Sigma^\dagger(x) = -\frac{\mu^2}{\lambda} \equiv v^2, \quad (3.28)$$

ou seja, o campo matricial  $\Sigma(x)$  possui um *vev* não nulo

$$\langle 0 | \Sigma(x) | 0 \rangle = v. \quad (3.29)$$

Para aplicarmos teoria de perturbação na vizinhança de um estado de vácuo assimétrico, porém estável, desloca-se o campo  $\Sigma(x)$  definindo-se um novo campo

$$\Sigma'(x) \equiv \Sigma(x) - v, \quad (3.30)$$

tal que

$$\langle 0 | \Sigma'(x) | 0 \rangle = 0. \quad (3.31)$$

Efetuada a substituição  $\Sigma(x) = \Sigma'(x) + v$  em (3.27), aparece explicitamente o campo escalar  $\phi'$ , uma das componentes de  $\Sigma'(x)$ , sendo o Higgs físico com massa  $M_H = \sqrt{2\lambda}v$ .

Fazendo a substituição  $\partial_\mu \Sigma(x) \rightarrow D_\mu \Sigma(x)$  e introduzindo de acordo com a Ref. [38] as abreviações

$$V_\mu \equiv \Sigma (D_\mu \Sigma)^\dagger \quad \text{e} \quad T \equiv \Sigma \tau_3 \Sigma^\dagger \quad (3.32)$$

temos que o termo de massa na expressão (3.9) será substituído pelo termo cinético para o campo  $\Sigma$

$$\mathcal{L}^{(2)} = -\frac{v^2}{4} \text{Tr} [V_\mu V^\mu] - \beta' \frac{v^2}{8} \text{Tr} [TV_\mu] \text{Tr} [TV^\mu], \quad (3.33)$$

com o parâmetro livre  $\beta'$ .

Adotando-se o *gauge* unitário  $\Sigma(x) = 1$ , o campo vetorial composto  $V_\mu$  é uma combinação linear dos campos  $W$  e  $Z$  (sem contribuição do fóton), ou seja

$$V_\mu = -ig\mathbf{W}_\mu + ig'B_\mu = -i\frac{g_W}{\sqrt{2}} (W_\mu^+ \tau^+ + W_\mu^- \tau^-) - ig_Z Z_\mu \frac{\tau_3}{2}$$

onde os acoplamentos  $g_W$  e  $g_Z$  foram definidos em (3.11).

Expandindo (3.33) no *gauge* unitário, obtém-se

$$\mathcal{L}^{(2)} = v^2 \frac{g_W^2}{2} W_\mu^+ W^{-\mu} + v^2 \frac{g_Z^2}{4} (1 + \beta') Z_\mu Z^\mu, \quad (3.34)$$

de onde tiramos que as massas dos bósons vetoriais são

$$M_W = \frac{v}{2} g_W \quad \text{e} \quad M_Z = \frac{v}{2} g_Z (1 + \beta'). \quad (3.35)$$

O parâmetro  $\rho^*$  das interações neutras (3.11) é dado por

$$\rho^* = 1 - \beta' \quad (3.36)$$

e  $\rho^* = 1$  implica  $\beta' = 0$ .



### 3.3.4 O que acontece quando $M_H \rightarrow \infty$ ?

Quando consideramos  $M_H \rightarrow \infty$ , o bóson de Higgs é removido do espectro físico e a teoria não-renormalizável resultante será o modelo  $\sigma$  não-linear acoplado de modo invariante de *gauge* à teoria de Yang-Mills  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ .

De fato, no que concerne ao setor escalar, com o vínculo

$$\Sigma^\dagger \Sigma = \Sigma \Sigma^\dagger = \frac{(2M_W)^2}{g^2} = v^2 \quad (3.37)$$

a lagrangiana (3.25) adquire a forma em termos dos campos de Goldstone  $\vec{\pi}$  [38]

$$\mathcal{L}_S^{M_H \rightarrow \infty} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \vec{\pi})^2 + \frac{1}{2} (\vec{\pi} \cdot \partial_\mu \vec{\pi})^2 \frac{1}{v^2 - \vec{\pi}^2}. \quad (3.38)$$

Deste modo, a lagrangiana efetiva demonstra uma teoria não-linear. Mas embora seja não-renormalizável, ela pode se tornar finita em qualquer ordem na expansão em *loops* pela adição de uma quantidade suficiente de contratermos de acordo com [40]. De modo contrário ao modelo renormalizável de Weinberg-Salam, a não-renormalizabilidade desta teoria significa que alguns destes contratermos apresentarão novas estruturas, com diferentes formas em relação aos termos que aparecem em nível de árvore na lagrangiana não-linear, e com dependências de parâmetros que em princípio são mensuráveis.

### 3.3.5 Contratermos no modelo não-linear

De forma geral, para obter o espectro físico sem o bóson de Higgs, como mencionado anteriormente, vinculados que estamos pela condição (3.37), podemos impor que

$$\Sigma^\dagger \Sigma \equiv 1, \quad (3.39)$$

implicando que a matriz  $\Sigma$  seja necessariamente unitária.

Escreve-se convenientemente a matriz  $\Sigma(x)$  em termos de uma matriz unitária  $U(x)$  tal que

$$\Sigma(x) = vU(x). \quad (3.40)$$

Sendo assim a análise se torna mais simples, pois trabalhamos com o campo escalar adimensional  $U(x) \equiv \Sigma(x)/v$ . Pode-se então adotar a parametrização [38]

$$U(x) = \sqrt{1 - \frac{\vec{\pi}(x)^2}{v^2}} + i\vec{\tau} \cdot \frac{\vec{\pi}(x)}{v}, \quad (3.41)$$

onde o campo  $\frac{\vec{\pi}}{v}$  é adimensional.

Em termos da parametrização de campo  $U(x)$ , a lagrangiana efetiva não-linear no *gauge* de Landau,  $\xi \rightarrow 0$ , é escrita como [38]

$$\mathcal{L}_{eff} = \frac{v^2}{4} \text{Tr} [(D_\mu U)^\dagger D^\mu U] - \frac{1}{2} \text{Tr} [\mathbf{W}_{\mu\nu} \mathbf{W}^{\mu\nu}] - \frac{1}{2} \text{Tr} [\mathbf{B}_{\mu\nu} \mathbf{B}^{\mu\nu}] + \mathcal{L}_{FG} + \mathcal{L}_{FP}. \quad (3.42)$$

Todos os contratermos invariantes por  $SU(2)_L \otimes U(1)$  da teoria não-linear, com expansão em nível de *loops* em várias ordens em teoria de perturbação, podem ser construídos como traços de objetos covariantes em  $SU(2)_L$  conforme nos orienta a Ref. [40].

Detalhar essas deduções está fora do escopo do nosso trabalho por ser um assunto devidamente tratado em diversas referências já citadas. Nos restringimos aqui a listar os contratermos invariantes por  $CP$ , de dimensão  $D = 4$ , adicionados à lagrangiana efetiva não-linear (3.42), obtidos pelo algoritmo desenvolvido na Ref. [40], considerando a parametrização (3.41), a saber

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_1 &= \frac{g^2}{2} \alpha_1 B_{\mu\nu} \text{Tr}(T \mathbf{W}^{\mu\nu}) \\ \mathcal{L}_2 &= i \frac{g}{2} \alpha_2 B_{\mu\nu} \text{Tr}(T [V^\mu, V^\nu]) \\ \mathcal{L}_3 &= i g \alpha_3 \text{Tr}(\mathbf{W}_{\mu\nu} [V^\mu, V^\nu]) \\ \mathcal{L}_4 &= \alpha_4 [\text{Tr}(V_\mu V_\nu)]^2 \\ \mathcal{L}_5 &= \alpha_5 [\text{Tr}(V_\mu V^\mu)]^2 \\ \mathcal{L}_6 &= \alpha_6 \text{Tr}(V_\mu V_\nu) \text{Tr}(T V^\mu) \text{Tr}(T V^\nu) \\ \mathcal{L}_7 &= \alpha_7 \text{Tr}(V_\mu V^\mu) [\text{Tr}(T V_\nu)]^2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_8 &= \frac{g^2}{4} \alpha_8 [\text{Tr}(T\mathbf{W}_{\mu\nu})]^2 \\
\mathcal{L}_9 &= i \frac{g}{2} \alpha_9 \text{Tr}(T\mathbf{W}_{\mu\nu}) \text{Tr}(T[V^\mu, V^\nu]) \\
\mathcal{L}_{10} &= \frac{1}{2} \alpha_{10} [\text{Tr}(TV_\mu) \text{Tr}(TV_\nu)]^2 \\
\mathcal{L}_{11} &= \alpha_{11} \text{Tr}([D_\mu V^\mu]^2) \\
\mathcal{L}_{12} &= \frac{1}{2} \alpha_{12} \text{Tr}(TD_\mu D_\nu V^\nu) \text{Tr}(TV^\mu) \\
\mathcal{L}_{13} &= \frac{1}{2} \alpha_{13} [\text{Tr}(TD_\mu V_\nu)]^2
\end{aligned} \tag{3.43}$$

Nas lagrangianas listadas em (3.43) temos

$$T(x) \equiv U(x)\tau_3 U^\dagger(x) \quad , \quad V_\mu(x) \equiv (D_\mu U(x))U^\dagger(x) \tag{3.44}$$

com derivada covariante definida como  $D_\mu O(x) = \partial_\mu O(x) + ig[W_\mu, O(x)]$ .

As regras de Feynman para obtenção dos acoplamentos anômalos no *gauge* unitário  $U(x) = 1$  aplicado aos termos da lagrangiana (3.43) foram listados no Apêndice B.

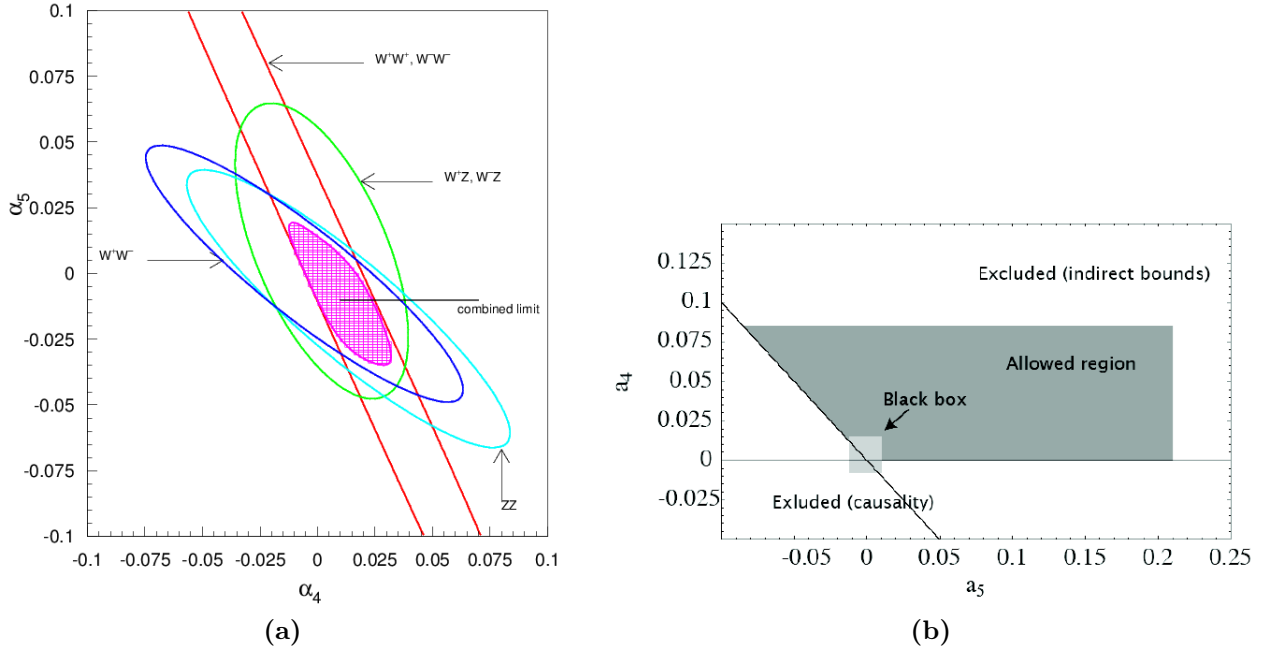
No *gauge* unitário, no que se refere aos acoplamentos puramente quárticos, existem contribuições anômalas provenientes das lagrangianas  $\mathcal{L}_4$ ,  $\mathcal{L}_5$ ,  $\mathcal{L}_6$ ,  $\mathcal{L}_7$ ,  $\mathcal{L}_{10}$ . O vértice quártico anômalo  $ZZZZ$  emerge de todos esses operadores, mas neste trabalho eles são irrelevantes tendo em vista o perfil de nossa análise. O vértice quártico anômalo do tipo  $WWZZ$  também emerge de todos os operadores, com exceção do operador  $\mathcal{L}_{10}$ . Vértice quártico anômalo do tipo  $WWWW$  só aparecem nos operadores  $\mathcal{L}_4$  e  $\mathcal{L}_5$ . Os operadores  $\mathcal{L}_6$  e  $\mathcal{L}_7$  violam a simetria custodial  $SU(2)_C$ .

Nesse trabalho manipulamos as lagrangianas  $\mathcal{L}_4$  e  $\mathcal{L}_5$  e sendo assim, está implícito a contribuição geral de vértices quárticos anômalos do tipo  $WWWW$  e  $WWZZ$ .

Colisores como o LEP ou o Tevatron não possuíam energia no centro de massa suficientemente alta para produzir múltiplos bósons massivos e portanto não possibilitaram estudos diretos das interações quárticas entre os bósons de *gauge*. Em particular, processos de VBF no Tevatron apresentam seções de choque muito pequenas.

Como as colaborações ATLAS e CMS ainda não deram início às medidas dos acoplamentos quárticos, os únicos vínculos existentes até o presente se devem às medidas de precisão eletrofracas advindas do LEP, de acordo com [42].

Muito antes do início da operação do LHC, inúmeros trabalhos exploraram o potencial desse



**Figura 3.1:** (a) indica a região de exclusão no LHC, operando em luminosidade integrada de  $100\text{fb}^{-1}$ , no plano  $(\alpha_4, \alpha_5)$  para significância estatística de  $1\sigma$ , de acordo com a Ref. [23]. (b) mostra a região de valores permitidos no plano  $(\alpha_4, \alpha_5)$  (em cinza) combinando limites indiretos e causais [49]. Na figura (b) também verifica-se a região de valores dos coeficientes  $\alpha_4$  e  $\alpha_5$  não acessível ao LHC (black box).

colisor para os testes dos acoplamentos anômalos, em particular os vértices  $WWWW$  e  $WWZZ$  [45, 23, 46] e também para o futuro colisor *International Linear Collider* (ILC) [45, 44, 47, 48], outrora conhecido como *Next Linear Collider* (NLC), cujo projeto de construção ainda está em discussão [43].

Para efeito de comparação com os nossos cálculos, vamos apresentar aqui alguns vínculos que podem ser obtidos aos acoplamentos  $\alpha_4$  e  $\alpha_5$  através das análises de processos de VBF.

Na Ref. [23], os autores estudaram os processos  $pp \rightarrow VV + 2$  jatos, com  $V = W^\pm$  e  $Z$ . Os resultados foram obtidos levando-se em conta o estado final com léptons + 2 jatos *taggings*, mas não houve tentativa de se fazer um cálculo completo dos elementos de matriz levando-se em conta os decaimentos dos bósons de *gauge*. Tais implementações foram efetuadas posteriormente na Ref. [46], onde os autores analisaram os processos completos  $pp \rightarrow jje^\pm\mu^\pm\nu\nu$  e  $pp \rightarrow jje^\pm\mu^\mp\nu\nu$ , em  $\mathcal{O}(\alpha_{em}^6)$  e  $\mathcal{O}(\alpha_{em}^4\alpha_s^2)$  em teoria de perturbação.

A Fig. 3.1a exhibe os vínculos possíveis de serem sondados pelo LHC, após  $100\text{fb}^{-1}$  de luminosidade integrada, de acordo com os estudos realizados na Ref. [23].

Além dos limites atingíveis nos colisores e vínculos de precisão, pode-se obter também vínculos de natureza teórica para os acoplamentos anômalos, como os de causalidade [49, 50] conforme mostra a Fig. 3.1b.

Na Tabela 3.1 listamos os vínculos para os acoplamentos anômalos quárticos  $\alpha_4$  e  $\alpha_5$  obtidos em 90% C.L. em [23] e em 99% C.L. em [46], quando somente um deles contribui por vez. Esses vínculos aprimoram em mais de uma ordem de magnitude os vínculos indiretos obtidos através de medidas de precisão eletrofraca dos parâmetros  $S$ ,  $T$  e  $U$  [42].

	$\alpha_5 = 0$	$\alpha_4 = 0$
Indiretos [42]	$-0.16 \leq \alpha_4 \leq 0.05$	$-0.4 \leq \alpha_5 \leq 0.013$
Belyaev <i>et al.</i> [23] (90% CL)	$-0.003 \leq \alpha_4 \leq 0.015$	$-0.007 \leq \alpha_5 \leq 0.013$
Éboli <i>et al.</i> [46] (99% CL)	$-0.007 \leq \alpha_4 \leq 0.015$	$-0.012 \leq \alpha_5 \leq 0.010$

**Tabela 3.1:** Vínculos indiretos e diretos para os acoplamentos anômalos quárticos  $\alpha_4$  e  $\alpha_5$ , considerando separadamente um dos dois diferente de zero. Os vínculos diretos foram obtidos para processos de VBF no LHC, com os pares de bósons de gauge decaindo leptonicamente.

Recentemente, análises do espalhamento entre bósons de *gauge* longitudinais confrontando diferentes modelos de unitarização no canal semi-leptônico, variando os valores de massa do Higgs, através da abordagem de lagrangianas efetivas foram disponibilizados [31, 32]. Considerando vários canais e valores de energia do centro de massa, análises em nível partônico do processo  $pp \rightarrow l^\pm \nu_l + 4 \text{ jatos}$  comparando diversos cenários com Higgs leve, sem Higgs e novas ressonâncias foram consideradas [32, 50]. Nesses trabalhos, os autores adotaram distintos esquemas de unitarização e fixaram os valores das constantes de acoplamentos  $\alpha_4$  e  $\alpha_5$ .

### 3.4 Contemplando o Higgs padrão na abordagem efetiva

Nossos cálculos se basearam na representação não-linear (3.42), na qual o espectro da teoria não possui um bóson de Higgs leve ou pelo menos essa ressonância escalar não é considerada como parte de um dubleto de isospin  $SU(2)_L$ .

No caso da representação linear, quando considera-se a existência de um Higgs padrão (um dubleto de  $SU(2)_L$ ) no espectro, os operadores  $\Sigma$  da teoria efetiva podem ser construídos a partir do dubleto de Higgs e dos campos do setor de *gauge* do MP, como fizemos na Eq. (3.17), por exemplo.

De forma simples, podemos incluir operadores de dimensão  $D > 4$  na lagrangiana do MP.

Vértices quárticos anômalos puros podem ser introduzidos pela derivada covariante (2.8) do campo de Higgs (2.27)  $D_\mu \Phi'$ , resultando em termos de ordem 8, de acordo com as Refs. [46, 52], tais que

$$\mathcal{L}_{S,0} = \frac{f_0}{\Lambda^4} [(D_\mu \Phi')^\dagger D_\nu \Phi'] \times [(D^\mu \Phi')^\dagger D^\nu \Phi'] \quad (3.45)$$

$$\mathcal{L}_{S,1} = \frac{f_1}{\Lambda^4} [(D_\mu \Phi')^\dagger D^\mu \Phi'] \times [(D_\nu \Phi')^\dagger D^\nu \Phi'], \quad (3.46)$$

cujas regras de Feynman dos vértices quárticos estão listados explicitamente no Apêndice B.

Usaremos esses vértices para relacionar qualitativamente, dentro de algumas restrições que apresentaremos adiante, os vínculos obtidos formalmente nos cálculos da representação não-linear, onde temos os acoplamentos anômalos  $\alpha_4$  e  $\alpha_5$ , com a representação linear onde os acoplamentos são  $f_0/\Lambda^4$  e  $f_1/\Lambda^4$ .

Vínculos obtidos na Ref. [46] em 99% C.L. e supondo a massa do Higgs de  $M_H = 120$  GeV são apresentados na Tabela 3.2, para fins de comparação com nossa estimativa.

	$f_{S,1} = 0$	$f_{S,0} = 0$
Indiretos [46]	$-325 < \frac{f_0}{\Lambda^4} (\text{TeV}^{-4}) < 562.5$	$-812.5 < \frac{f_1}{\Lambda^4} (\text{TeV}^{-4}) < 1375$
Éboli <i>et al.</i> [46]	$-22 \leq \frac{f_0}{\Lambda^4} (\text{TeV}^{-4}) \leq 24$	$-25 \leq \frac{f_1}{\Lambda^4} (\text{TeV}^{-4}) \leq 25$

**Tabela 3.2:** Vínculos para os acoplamentos anômalos quárticos na representação linear  $f_1$  e  $f_0$ , considerando separadamente um dos dois diferente de zero. Obtidos no canal leptônico no LHC para 99% e indiretamente através de medidas de precisão eletrofraca [46].

## 3.5 Análise e cálculos dos acoplamentos quárticos em colisões

### $pp$ no LHC

Os valores obtidos anteriormente para os vínculos dos acoplamentos anômalos quárticos no LHC através dos processos de VBF analisaram somente o canal leptônico, o chamado modo “gold-platted”. Embora esse canal possua um sinal razoavelmente limpo, ele sofre limitação no número de eventos em relação ao canal semileptônico e hadrônico.

No caso específico em que tenhamos processos  $pp \rightarrow W^\pm V jj$ , com  $V = W^\pm, Z$ , é natural

questionarmos se canais com decaimentos hadrônicos dos bósons de *gauge* possam no mínimo ser complementares aos canais leptônicos.

Para minimizar a contribuição dos *backgrounds* de QCD, uma possibilidade é analisar o canal semileptônico, onde  $W^\pm \rightarrow l\nu_l$  com  $l = e^\pm, \mu^\pm$  e  $V$  decai hadronicamente.

Lembrando que no caso específico de  $W^\pm$  a taxa de ramificação do decaimento hadrônico é

$$\text{BR}(W^\pm \rightarrow qq') \approx 3 \text{BR}(W^\pm \rightarrow l\nu_l), \quad (3.47)$$

e que podemos reconstruir a massa invariante do bóson  $V$  a partir de dois jatos, não é tão claro que esse tipo de canal seja completamente dominado pelos *backgrounds* de QCD.

No intuito de averiguar essa questão, efetuamos nesta tese o estudo dos canais semileptônicos  $pp \rightarrow l^\pm \nu_l jjjj$ . Efetuamos as nossas análises em nível partônico e em *leading order* (LO), tentando na medida do possível realizar o cálculo completo, ou seja considerando elementos de matriz completos tanto do sinal como dos *backgrounds*

1. irreduzível, incluindo processos de produção de três bósons, em  $\mathcal{O}(\alpha_{em}^6)$ ;
2. QCD em  $\mathcal{O}(\alpha_{em}^4 \alpha_s^2)$  e  $\mathcal{O}(\alpha_{em}^2 \alpha_s^4)$ ;
3. processos envolvendo quarks *top*:  $pp \rightarrow t\bar{t} + 0$  até 2 jatos.

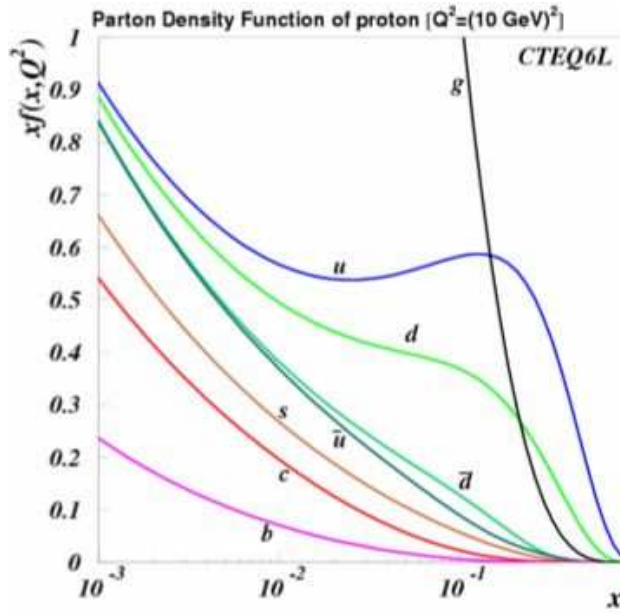
Escolhemos para nossas análises os vértices anômalos puramente quárticos entre os bósons de *gauge* dados pelos operadores  $\mathcal{L}_4$  e  $\mathcal{L}_5$  levando em conta a existência de uma partícula escalar com massa de 120 GeV<sup>3</sup>.

Conforme discutido na Seção 2.3.1, no processo de espalhamento de bósons de *gauge* longitudinalmente polarizados no MP com a ausência do Higgs (ou  $M_H \rightarrow \infty$ ), a unitaridade é conservada para energias no centro de massa  $M_{WV} \approx 1.25$  TeV. Independentemente da presença ou não do Higgs, os operadores anômalos envolvendo vértices quárticos se tornam fortemente interagentes nessa escala de energia e eventualmente colocam em risco a unitaridade da matriz  $S$ .

Um procedimento comum existente na literatura é introduzir novas ressonâncias para resolver esse problema, papel desempenhado pelo bóson de Higgs leve no MP, ou utilizar o método de *sharp-cutoff*, o que consiste em tomar o corte na energia do centro de massa,  $M_{WV}$ . Acima dessa escala,

---

<sup>3</sup>Na verdade incluímos o próprio bóson de Higgs do MP nas nossas análises, já que elas são insensíveis a esse detalhe.



**Figura 3.2:** Perfil das funções de distribuição dos pártons (PDF) de acordo com a opção CTEQ6L [56] utilizada nesse trabalho.

espera-se o surgimento de um grau de liberdade não descrito pela teoria efetiva. Seguindo o critério existente na literatura [23, 46] aplicamos o valor 1.25 TeV como o valor máximo.

É importante destacar que, como estamos realizando cálculos completos dos processos  $pp \rightarrow l^\pm \nu_l jjjj$ , conseguimos obter corretamente a interferência entre o sinal e o *background* irreduzível, que se apresentam ambos na mesma ordem em teoria de perturbação. Não seria o caso, se estivéssemos adotando a aproximação de  $W$  efetivo [57] ou se aplicássemos o teorema de equivalência [58, 59] nas amplitudes de espalhamento.

### 3.5.1 Ambientação do cálculos

A análise numérica, tanto do sinal como dos diversos *backgrounds*, requer o cálculo em nível partônico de subprocessos com  $n = 6$  partículas no estado final.

Utilizamos o pacote Madgraph [53], com a implementação dos vértices quárticos anômalos seguindo o protocolo da biblioteca HELAS [54], para obtermos os elementos de matriz necessários no cálculo das seções de choque.

A integração multidimensional pelo algoritmo Vegas [55] foi efetuada nos moldes do exposto no Apêndice A.2, usando as amplitudes de helicidade geradas pelo Madgraph e a função de distribuição dos pártons CTEQ6L [56], que adota o esquema de massa zero para os pártons e cujo comportamento pode ser visualizado na Fig. 3.2.



Adotamos também os parâmetros eletrofracos  $\sin^2 \theta_W = 0.23124$ ,  $\alpha_{EM} = 1/128.93$ ,  $M_Z = 91.1876$  GeV e  $M_W = 80.385$  GeV.

Os subprocessos do sinal e *background* irreduzível, listados nas Tabelas C.1 e C.4, tiveram seus elementos de matriz modificados em sua estrutura. Identificamos os vértices puramente quárticos da forma  $WWWW$  e  $WWZZ$  e implementamos nesses vértices as contribuições anômalas listadas no Apêndice B. Utilizamos elementos de matriz completos na medida do possível, conforme explicaremos em detalhes mais adiante, já que alguns subprocessos foram tratados de forma a contornarmos problemas de convergência do Vegas. Nesses casos consideramos somente diagramas semi-ressonantes, ou seja o bóson de *gauge* com decaimento hadrônico está sempre na sua camada de massa.

Tendo em vista a enorme quantidade de subprocessos, optamos por desprezar as contribuições dos subprocessos com dois quarks do mar no estado inicial, já que estes influenciam muito pouco o resultado da seção de choque final do processo. De fato, subprocessos do tipo geral  $q_1 q_2 \rightarrow VV q_3 q_4$  ocorrem para  $x \gtrsim 0.2$  no LHC14, sendo a contribuição do mar irrisória conforme ilustra a Fig. 2.1. Por outro lado, todos os subprocessos de *backgrounds* que envolvem glúons no estado inicial foram considerados, pois os processos de VBF no LHC ocorrem tipicamente na região de  $x$  onde esses pártons são importantes.

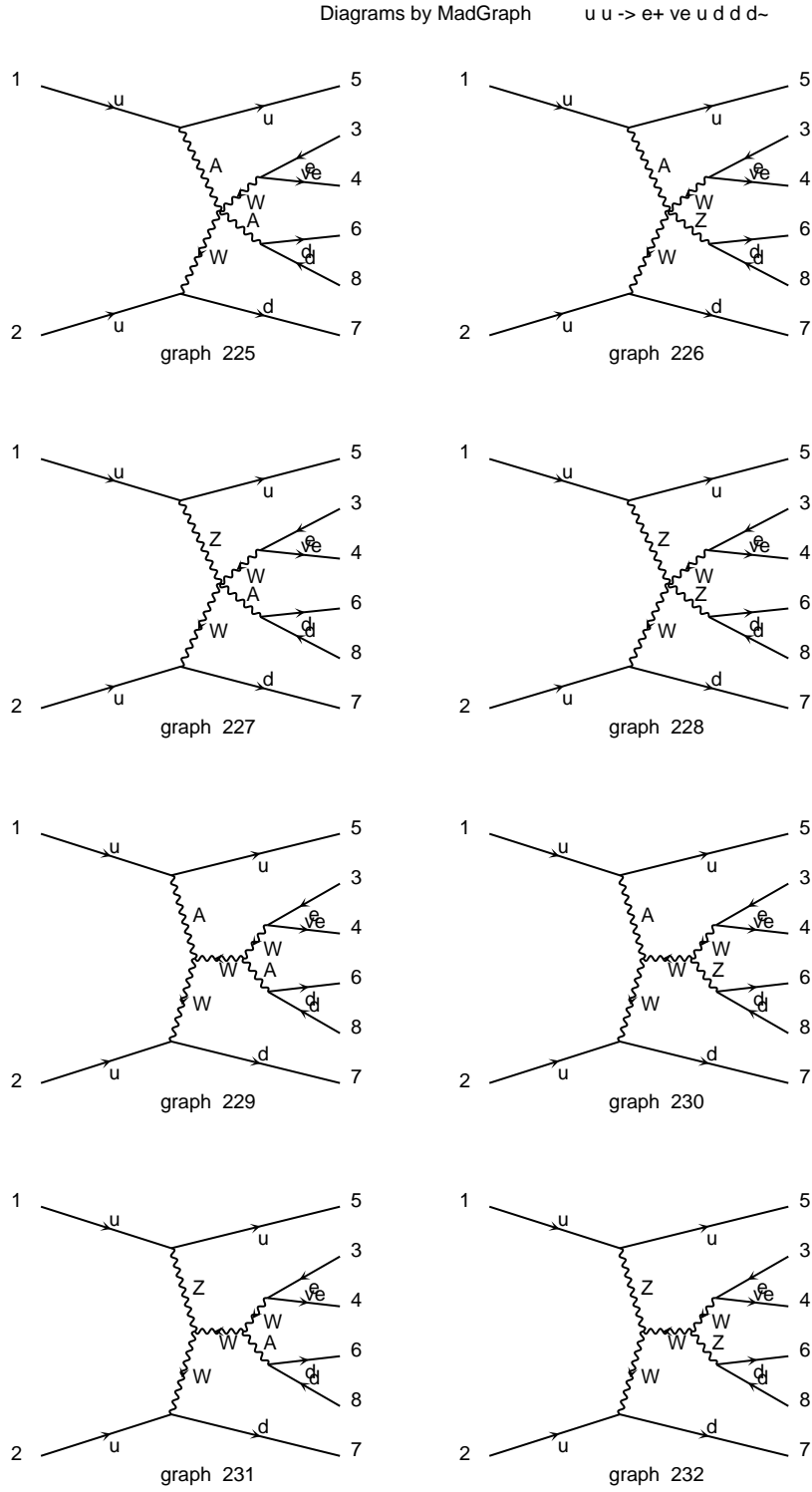
Para fins de ilustração, na Fig. 3.3 temos um ínfimo exemplo dos possíveis diagramas que surgem quando geramos o elemento de matriz de um subprocesso dominante, como é o caso do subprocesso  $uu \rightarrow e^+ \nu_e u d d \bar{d}$ . Nesta figura, o diagrama 228 possui topologia de VBF com vértice quártico recebendo contribuição do acoplamento quártico anômalo  $WZZ$ .

Ao considerarmos a contribuição anômala, a amplitude de espalhamento total adquire a forma geral

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_{\text{MP}} + \mathcal{M}_{\text{anômalo}}. \quad (3.48)$$

Como  $\mathcal{M}_{\text{anômalo}}$  é proporcional aos acoplamentos  $\alpha_4$  e  $\alpha_5$  então pode-se fatorar as constantes de acoplamentos anômalas do elemento de matriz anômalo e escrever a seção de choque explicitamente em função desses parâmetros de tal forma que

$$\sigma = \sigma_{\text{bck}} + \alpha_4 \sigma_4 + \alpha_5 \sigma_5 + \alpha_4^2 \sigma_{44} + \alpha_5^2 \sigma_{55} + \alpha_4 \alpha_5 \sigma_{45}, \quad (3.49)$$



**Figura 3.3:** Exemplos de diagramas de Feynman mostrando, dentre outros, os vértices quárticos do sub-processo  $uu \rightarrow e^+ \nu_e u d d \bar{d}$  em  $\mathcal{O}(\alpha_{em} = 6)$ .

onde  $\sigma_{bck}$  contém as contribuições das seções de choque de todos os *backgrounds* do MP listados anteriormente, adotando  $M_H = 120$  GeV.  $\sigma_4$  e  $\sigma_5$  descrevem as seções de choque da interferência entre o MP com os vértices anômalos dados pelos operadores  $\mathcal{L}_4$  e  $\mathcal{L}_5$ , respectivamente (com as constantes de acoplamento já devidamente fatoradas).  $\sigma_{44}$  e  $\sigma_{55}$  são as seções de choque com contribuições puramente anômalas, com um único operador contribuindo por vez e finalmente,  $\sigma_{45}$  representa a interferência entre os dois operadores anômalos.

No intuito de estimar as incertezas advindas das escolhas das escalas de renormalização e fatorização, utilizamos dois conjuntos de valores para estas escalas

$$\text{C1} : \mu_F^0 = \mu_R^0 = \varepsilon \sqrt{\sum_{i=1}^4 p_{T_{j_i}}^2 / 2} \quad (3.50)$$

$$\text{C2} : \alpha_s(\mu_R^0) = \sqrt[n]{\prod_{i=1}^n \alpha_s(\varepsilon p_{T_{j_i}})} \quad \text{e} \quad \mu_F^0 = \varepsilon \times \min(p_{T_{j_i}}, p_{T_{j_k}}), \quad (3.51)$$

onde  $p_{T_{j_i}}$  ( $i = 1, \dots, 4$ ) são os momentos transversais dos jatos e consideramos os valores  $\varepsilon = 0.25$ , 1 e 4. No conjunto C2 (3.51), fizemos a escolha de  $\mu_R^0$  para cada vértice de QCD. Assim, para o *background*  $\mathcal{O}(\alpha_{em}^4 \alpha_s^2)$ , como  $n = 2$ , adotamos os momentos transversais dos dois jatos *taggings*. Já para  $\mathcal{O}(\alpha_{em}^2 \alpha_s^4)$ , como  $n = 4$ , usamos os  $p_T$ 's de todos os quatro jatos.

Trabalhamos em nível partônico em *leading order* (LO) e não consideramos *showering* nem hadronização. Contudo, no intuito de se produzir resultados mais realísticos, aplicamos um *smear* gaussiano nas energias  $E$  (em GeV), mas não nas direções, para simular a resolução experimental de todos os quarks (jatos) e léptons. Para os jatos, utilizamos de acordo com [46]

$$\frac{\Delta E}{E} = \begin{cases} \frac{0.5}{\sqrt{E}} \oplus 0.02, & \text{se } |\eta_j| \leq 3 \\ \frac{1}{\sqrt{E}} \oplus 0.07, & \text{se } |\eta_j| > 3. \end{cases}$$

Já para os léptons carregados, usamos a resolução também de acordo com [46]

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{0.1}{\sqrt{E}} \oplus 0.01. \quad (3.52)$$

A eficiência na detecção dos jatos foi considerada como  $(0.75)^4 = 0.31$ , já que temos 4 jatos no estado final, e do lépton carregado como 0.9.

Dos 4 jatos, pela topologia de VBF têm-se 2 na direção *forward/backward*, que caracterizam esse tipo de processo, denotados como *tagging* jatos, e dois centrais, que no caso do sinal deveriam ser provenientes de  $W$  ou  $Z$ . Exceto quando há partículas idênticas no estado final (cujo detalhe de cálculo será discutido mais adiante), conhecemos de antemão (pelo elemento de matriz), quais são os jatos *taggings* e quais os centrais. É a partir desta configuração que se constrói o espaço de fase para gerar os eventos.

Contudo, após a geração de cada evento pelo método de Monte Carlo, nós efetuamos o reordenamento desses 4 jatos, no intuito de tornar os nossos cálculos mais próximo possível da situação real. Fazendo o reordenamento de acordo com o valor da pseudo-rapidez associamos os jatos com menor e maior  $\eta$  aos jatos *tagging* (nos sentidos *forward* e *backward*). Jatos com valores de  $\eta$  intermediários foram identificados como os jatos centrais.

Nesse ponto, vale comentar que os *backgrounds* provenientes dos processos envolvendo quarks *top* ( $pp \rightarrow t\bar{t}$ ,  $pp \rightarrow t\bar{t}j$  e  $pp \rightarrow t\bar{t}jj$ ) foram analisados usando aproximação de largura fina. Levando em consideração que o estado final desses processos pode apresentar eventos com mais de quatro jatos, analisamos cuidadosamente o comportamento desses jatos como descrevemos a seguir.

No processo  $pp \rightarrow t\bar{t}$ , os quarks  $b$  produzidos no decaimento dos quarks  $t$  foram identificados como jatos *tagging* nos nossos cálculos, para efeito de Monte Carlo.

Nos processos  $pp \rightarrow t\bar{t}j$  e  $pp \rightarrow t\bar{t}jj$  o(s) jato(s) adicional(is) são identificados como jato(s) *tagging*, para efeito de Monte Carlo, enquanto um dos quarks  $b$  em  $pp \rightarrow t\bar{t}j$  e ambos em  $pp \rightarrow t\bar{t}jj$  são mais *soft* e portanto implementados como jatos centrais.

Após geração de cada evento os jatos foram reordenados conforme critério descrito acima. No caso da existência de jatos extras (casos de  $t\bar{t} + 1$  ou 2 jatos), selecionamos o par que está dentro da janela de massa do  $W^\pm$  como sendo os jatos centrais e não aplicamos veto nesses jatos adicionais, já que não estimamos correções de *next leading order* (NLO).

No canal semileptônico, estudado nesta tese, não há como separar experimentalmente o par de jatos oriundos do decaimento hadrônico do  $W$  ou do  $Z$ . Sendo assim, embora haja um pico na massa do  $Z$  no perfil das distribuições de massa invariante dos jatos centrais, salientamos que se trata apenas de uma “contaminação” e contamos como sendo eventos com  $W$ 's pois estes são dominantes.

Como no sinal temos a produção  $W^\pm V$  acompanhado de 2 jatos e ainda  $V$  decai hadronicamente,

então é possível reconstruir o momento do neutrino  $\nu_l$ , visto que se trata do produto de decaimento do  $W$ . Impondo que a massa invariante do par  $l\nu_l$  seja igual à massa do bóson  $W^\pm$ , de acordo com [46], temos que

$$M_W^2 = (p^l + p^\nu)^2. \quad (3.53)$$

A componente longitudinal do momento do neutrino pode assim ser obtida com o auxílio da Eq. (3.53), mas com uma ambiguidade, já que existem duas soluções

$$p_L^\nu = \frac{1}{2(p_T^l)^2} \left\{ [M_W^2 + 2(\mathbf{p}_T^l \cdot \mathbf{p}_T') ] p_L^l \pm \sqrt{[M_W^2 + 2(\mathbf{p}_T^l \cdot \mathbf{p}_T')]^2 |\mathbf{p}^l|^2 - 4(p_T^l E^l \cancel{E}_T)^2} \right\}. \quad (3.54)$$

Para quantificar os efeitos dos vértices anômalos que poderão ser testados pelo LHC, definimos a significância estatística para o sinal anômalo  $\mathcal{S}_{\text{signal}}$  como sendo

$$\mathcal{S} \equiv \frac{N_{\text{signal}}}{\sqrt{N_{\text{back}}}}, \quad (3.55)$$

onde  $N_{\text{signal}}$  é o número de eventos do sinal anômalo e  $N_{\text{back}}$  o número de eventos dos *backgrounds*, ambos obtidos com expressão da seção de choque (3.49) e considerando as eficiências na detecção dos jatos e lépton carregado.

## Peculiaridades do sinal

Descrevemos nesta subseção algumas observações de natureza técnica. No início desse projeto, nossa estratégia foi tratar o processo completo  $pp \rightarrow l^\pm \nu_l jjjj$ , com  $l^\pm = e^\pm$  e  $\mu^\pm$ , sem utilizar quaisquer aproximações nos elementos de matriz. No entanto, durante essa abordagem nos deparamos com vários problemas de convergência nos cálculos numéricos do Vegas, sobretudo nos subprocessos que possuem duas partículas idênticas no estado final.

Para contornar esses problemas, simplificamos esses processos considerando apenas os chamados “diagramas semi-ressonantes”  $pp \rightarrow l^\pm \nu_l V (\rightarrow jj) jj$ , com  $V = W^\pm, Z$ , ou seja avaliamos contribuições nas quais  $V$  é produzido e decai em sua camada de massa. Como esses diagramas dão maiores contribuições então consideramos que os nossos resultados são próximos do cálculo completo.

Para entender o motivo das divergências, analisamos cada elemento de matriz de cada um dos

301 subprocessos da reação completa  $pp \rightarrow l^\pm \nu_l jjjj$  e verificamos diversas sutilezas na elaboração dos diagramas de Feymann que nos obrigaram a modificar nosso protocolo de cálculos inicial.

A reação completa  $pp \rightarrow l^\pm \nu_l jjjj$  em  $\mathcal{O}(\alpha_{em}^6)$ , como esperado, gera subprocessos tanto com diagramas “ressonantes” (produção de pares de bósons  $WW$  e  $WZ$  e subsequente decaimento destes em léptons e quarks) como mostram os diagramas 228 e 232 da Fig. 3.3, quanto com diagramas “não ressonantes” (onde um ou nenhum bóson de *gauge* massivo se encontra na camada de massa), como mostram os diagramas 1 e 4 da Fig. 3.4.

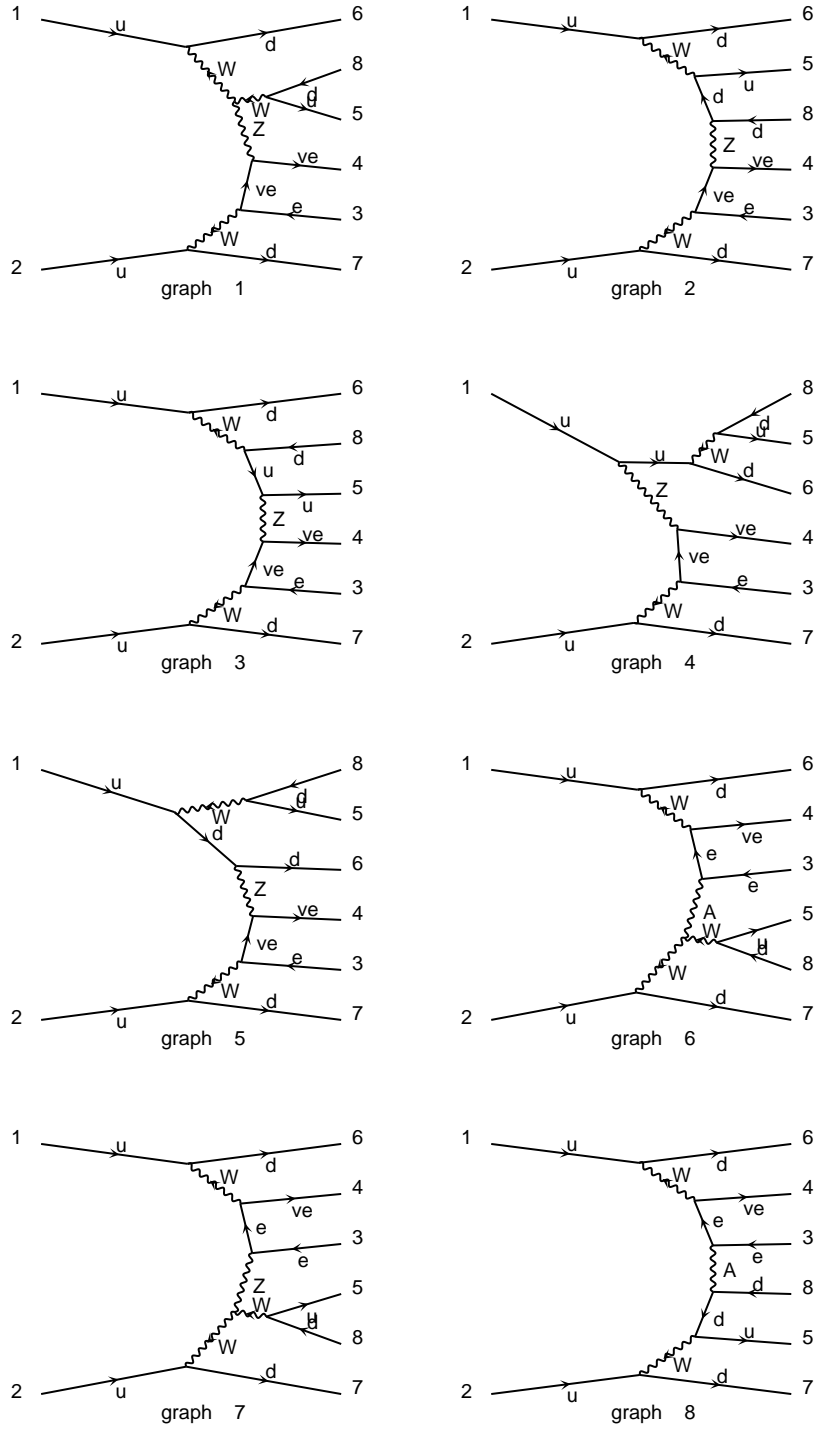
Em alguns casos, um único subprocesso possui múltiplas configurações de vértices quárticos com topologia de VBF. Por exemplo, o subprocesso  $uu \rightarrow e^+ \nu_e u d d \bar{d}$ , com seus 1046 diagramas de Feymann, apresenta duas configurações de vértices quárticos envolvendo bósons de *gauge*, a saber  $WW \rightarrow WW$  e  $WZ \rightarrow WZ$ .

Uma característica crucial dos processos semileptônicos se deve à presença de partículas idênticas no estado final. Essas partículas, para fins de cálculo numérico, dificultam a identificação dos jatos *tagging* pelo Vegas, prejudicando o reconhecimento do espaço de fase, e consequentemente a convergência dos cálculos, como relatado no Apêndice A.1.1.

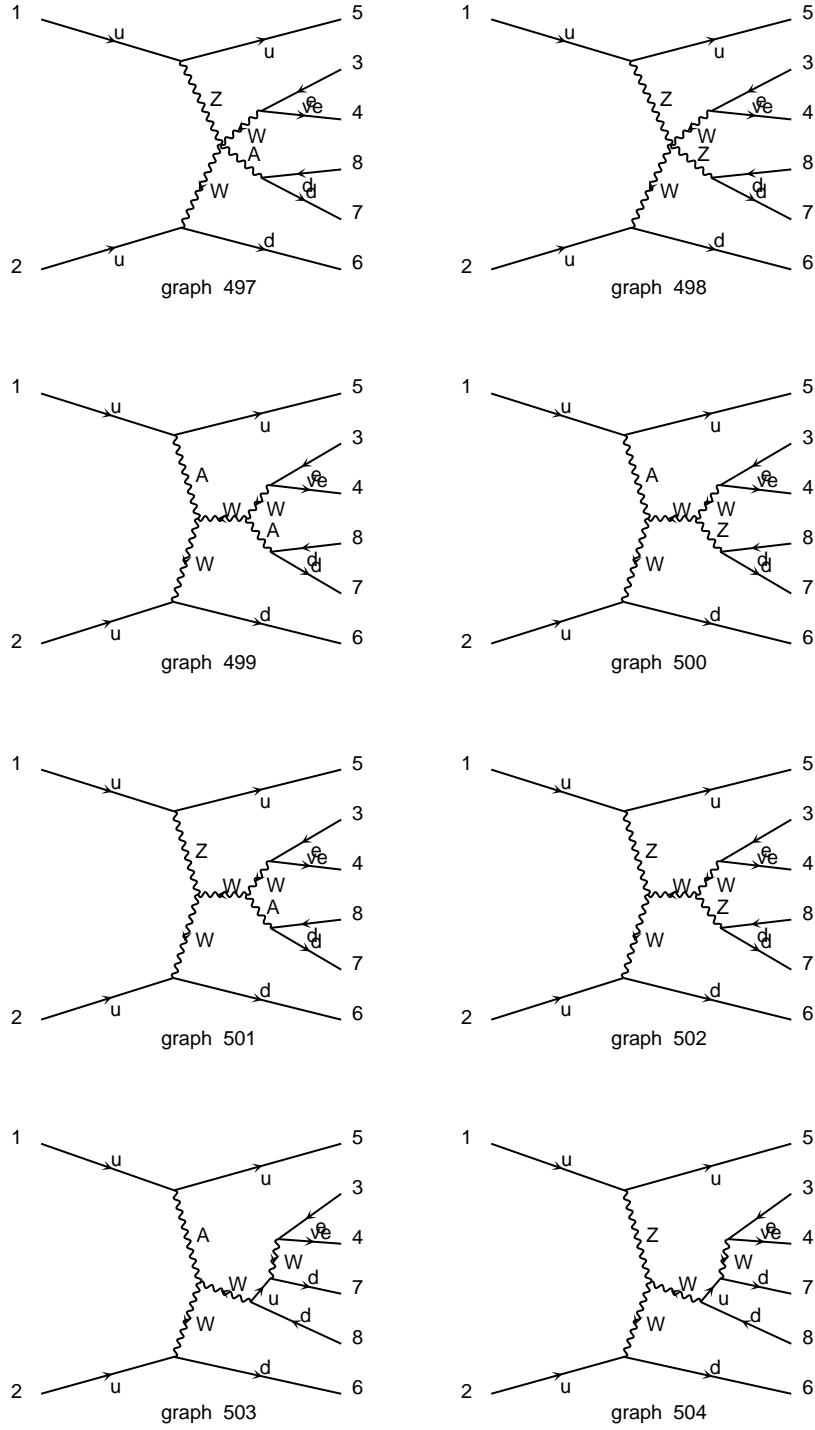
Para ilustrar esse fato, comparemos os diagramas 228 e 498 nas Figs. 3.3 e 3.5, respectivamente. Note que se tratam do mesmo tipo de diagramas, ou seja ambos com topologia de VBF e contribuindo com o vértice quártico anômalo  $WZ \rightarrow WZ$ . No diagrama 228 os jatos *tagging* são identificados pelos quarks  $u$  e  $d$  no estado final com a numeração 5 e 7, respectivamente. Nesse mesmo diagrama o outro quark  $d$ , com numeração 6, se apresenta como produto de decaimento do bóson  $Z$ . Denominemos esses quarks  $u_5$ ,  $d_6$  e  $d_7$  para facilitar a identificação. Agora, verificando o diagrama 498 nota-se que, enquanto o quark  $u_5$  se mantém como jato *tagging*, há uma troca de papéis entre os quarks  $d$ , pois o quark  $d_7$  agora aparece como produto de decaimento do  $Z$  enquanto o quark  $d_6$  aparece como jato *tagging*.

Além disso, subprocessos com quarks  $u$  e  $d$  combinados com seus respectivos antiquarks no estado inicial, possuem da mesma forma algumas peculiaridades. Citamos aqui o caso do subprocesso  $d\bar{d} \rightarrow e^+ \nu_e u \bar{u} \bar{u} d$ .

O subprocesso  $d\bar{d} \rightarrow e^+ \nu_e u \bar{u} \bar{u} d$  também possui 1046 diagramas de Feymann, mas dentre eles encontramos três distintas configurações de vértices quárticos, a saber  $WW \rightarrow WW$ ,  $WZ \rightarrow WZ$  e  $Z \rightarrow ZWW$ . Dentre essas possibilidades observamos a produção de três bósons de *gauge*



**Figura 3.4:** Diagramas de Feynman não-ressonantes do subprocesso  $uu \rightarrow e^+ \nu_e u d d \bar{d}$  em  $\mathcal{O}(\alpha_{em}^6)$ .



**Figura 3.5:** Diagramas do subprocesso  $uu \rightarrow e^+ \nu_e u d d \bar{d}$ , onde identificam-se partículas idênticas no estado final com diferentes funções na reação.



massivos, como pode-se ver no diagrama 774 da Fig. 3.6. Esse tipo de diagrama, apesar de contribuir com vértice anômalo, não apresenta o perfil de VBF e gera incompatibilidades se tratamos seu espaço de fase considerando essa topologia. Deste modo, vértices quárticos apresentando processos de produção de três bósons de *gauge* foram analisados numericamente usando o espaço de fase “tradicional” com uma cadeia de decaimento do tipo  $1 \rightarrow 2$ , conforme mostrado no Apêndice A.1.2. Um estudo detalhado desse tipo de contribuição foi efetuado na Ref. [52].

Tendo como base as características expostas até esse momento, apresentamos adiante nossa estratégia para manipular os *backgrounds*, mantendo o máximo possível o nosso sinal anômalo intacto.

### 3.5.2 Cortes aplicados

Antes de entrar nos cortes relacionados aos observáveis, reiteramos o corte de natureza teórica  $M_{WV} < 1.25$  TeV para processos envolvendo vértices anômalos, conforme discutido na Seção 3.5.

Em primeiro lugar, estabelecemos cortes mínimos para cumprir com critérios básicos de isolamento de jatos e do lépton carregado, além de sua aceitação nos calorímetros hadrônico e eletromagnético<sup>4</sup>, tais que

$$p_T^j \geq 20 \text{ GeV} \text{ , } |\eta_j| \leq 4.9 \text{ e } \Delta R_{jj} \geq 0.4, \quad (3.56)$$

$$p_T^l \geq 30 \text{ GeV} \text{ , } |\eta_l| \leq 2.5 \text{ e } \Delta R_{lj} \geq 0.4 \quad (3.57)$$

Embora não tenhamos aplicado o veto aos jatos extras dos *backgrounds* com quarks *top*, tomamos o cuidado de considerá-los nos critérios de isolamento (3.56) e (3.57).

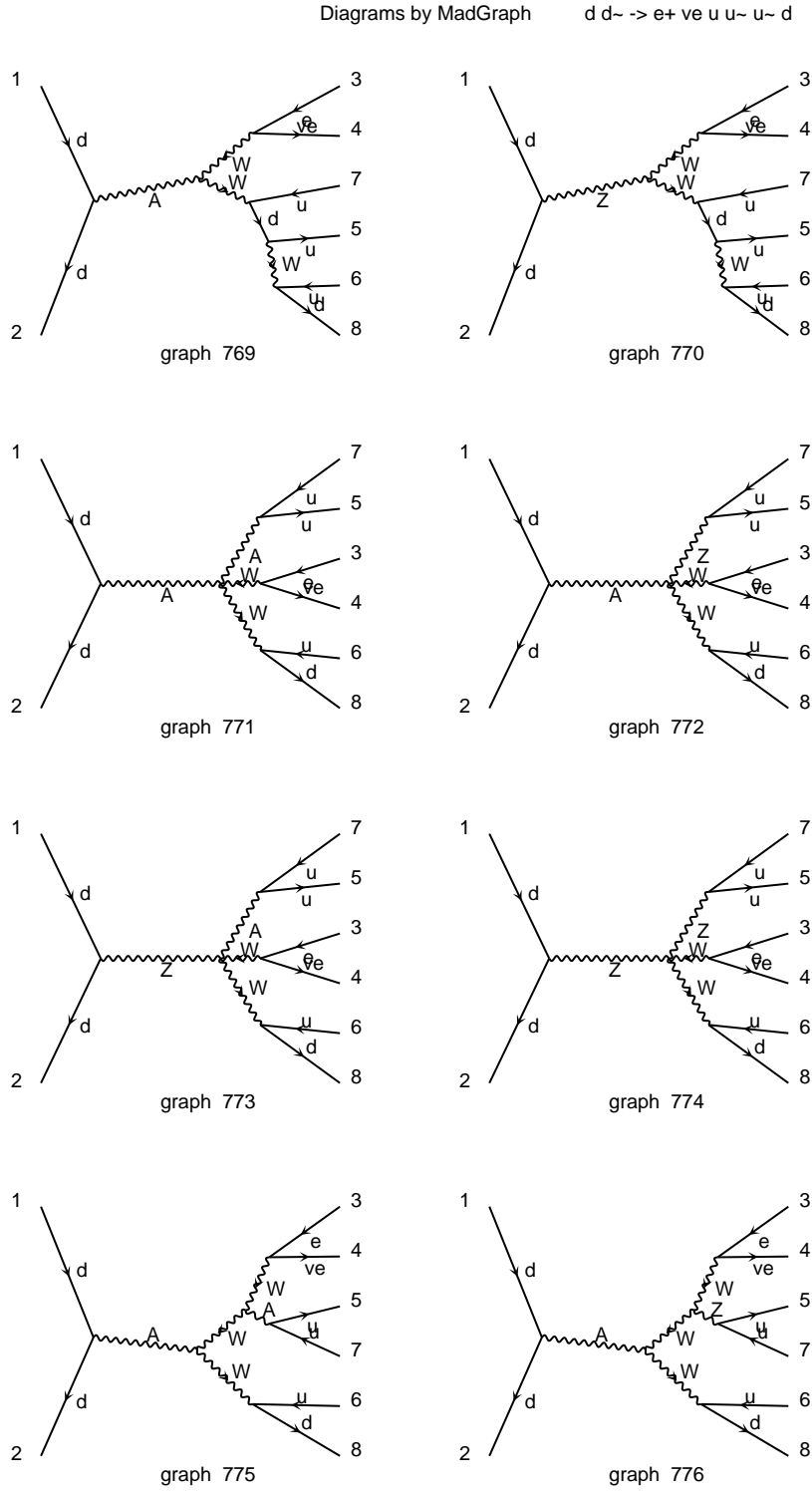
Além disto, como o nosso sinal anômalo contém neutrinos que carregam uma parte da energia transversal da reação, exigimos um mínimo para a energia transversal perdida (*missing*)

$$\cancel{E}_T \geq 30 \text{ GeV}. \quad (3.58)$$

É bem conhecido que processos que ocorrem via VBF são caracterizados por um par de jatos de grande rapidez, em hemisférios opostos no detector. Logo, adotamos os cortes básicos específicos

---

<sup>4</sup>Consideramos, por simplicidade, que a detecção do múon é similar à do elétron.



**Figura 3.6:** Diagramas do subprocesso  $d\bar{d} \rightarrow e^+\nu_e u\bar{u}d\bar{d}$  com exemplo de acoplamento quártico com produção de três bósons de gauge com massa.

para este tipo de topologia dados por [63]

$$|\eta_{j_{\text{tag}1}} - \eta_{j_{\text{tag}2}}| > 3.8, \quad \text{com} \quad \eta_{j_{\text{tag}1}} \cdot \eta_{j_{\text{tag}2}} < 0. \quad (3.59)$$

Impomos também que os produtos de decaimento dos bósons de *gauge* (jatos centrais e lépton carregado) estejam dentro da região central definida pelos jatos *taggings*. Sendo assim, os produtos de decaimento devem se manter na região

$$\eta_{\text{min}}^{\text{tag}} < \eta_{l,j} < \eta_{\text{max}}^{\text{tag}}. \quad (3.60)$$

Pelas análises anteriores da topologia de VBF [46], os *backgrounds* de QCD preferem regiões de massa invariante menores quando comparados ao *background* irreduzível eletrofraco. Nas nossas análises, verificamos que tanto os *backgrounds* de QCD como de  $t\bar{t} + n$  jatos possuem esse comportamento. Deste modo, impomos logo de início uma massa invariante considerável dos jatos *tagging*, no valor mínimo de

$$M_{\text{tags}} \geq 1000 \text{ GeV}. \quad (3.61)$$

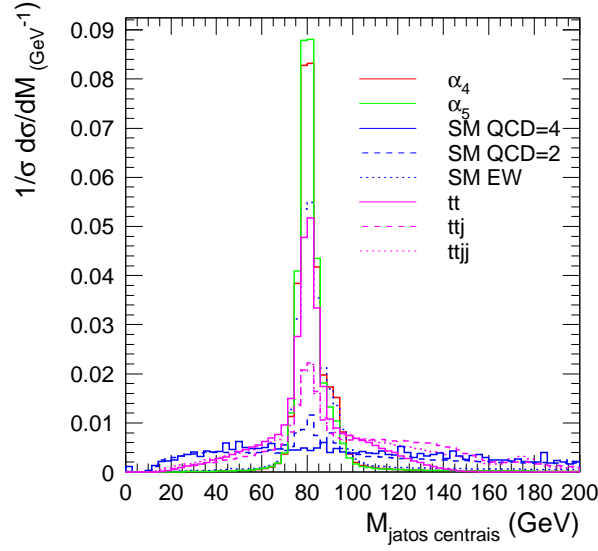
Como no sinal anômalo os jatos centrais, oriundos do  $W$  ou  $Z$ , são produzidos na região central do detetor e os *backgrounds* de QCD não costumam ter essa característica, conforme mostra a Fig. 3.7, impomos que a massa invariante entre os jatos centrais esteja dentro da janela de massa do  $W$  de acordo com o critério

$$|M_{\text{jatos centrais}} - M_W| \leq 15 \text{ GeV}. \quad (3.62)$$

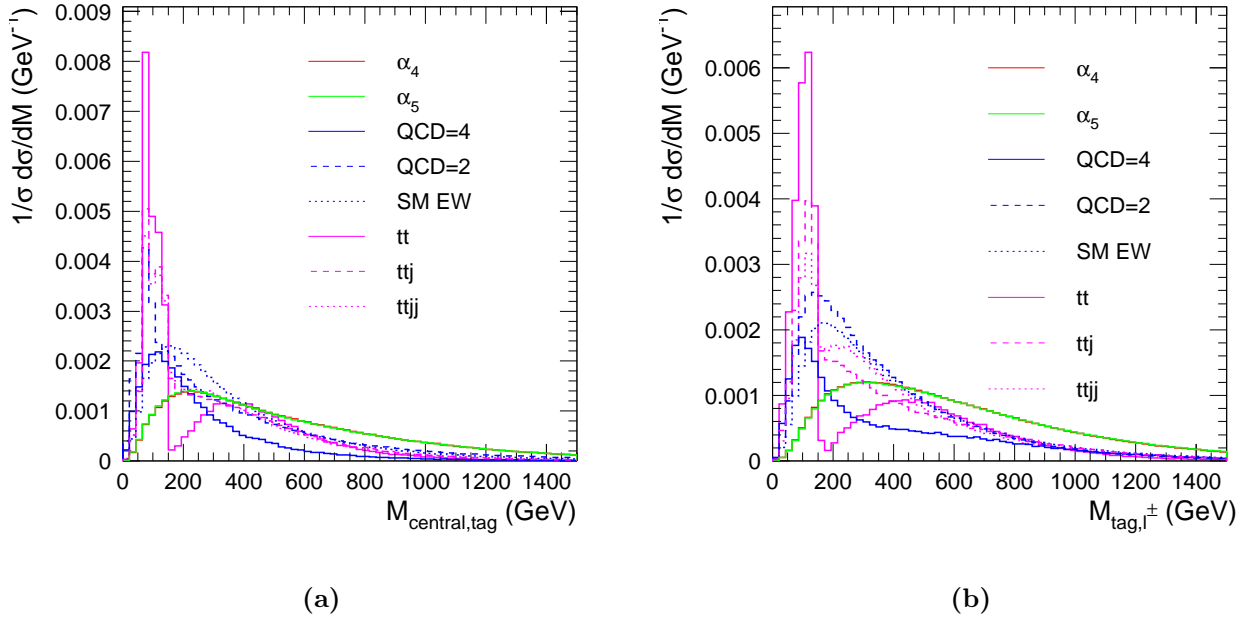
Os cortes implementados até esse ponto removem muito pouco o sinal, deixando espaço para analisar outros perfis de distribuições cinemáticas até encontrar um conjunto que propicie valor de significância estatística adequado em relação ao *background* do MP.

Após diversas tentativas concluímos que existem variáveis cinemáticas promissoras, como as massas invariantes entre um jato *tagging* e um central,  $M_{\text{central, tag}}$  (conforme Fig. 3.8a), entre o lépton carregado e um jato *tagging*,  $M_{\text{tag, } l^\pm}$  (conforme Fig. 3.8b), entre o lépton carregado e um jato central,  $M_{\text{central, } l^\pm}$  (conforme Fig. 3.9a) e entre os jatos *taggings*,  $M_{\text{jatos tag}}$  (conforme Fig. 3.9b).

Além das massas invariantes listadas acima, as Figs. 3.10a e 3.10b mostram que cortes nas



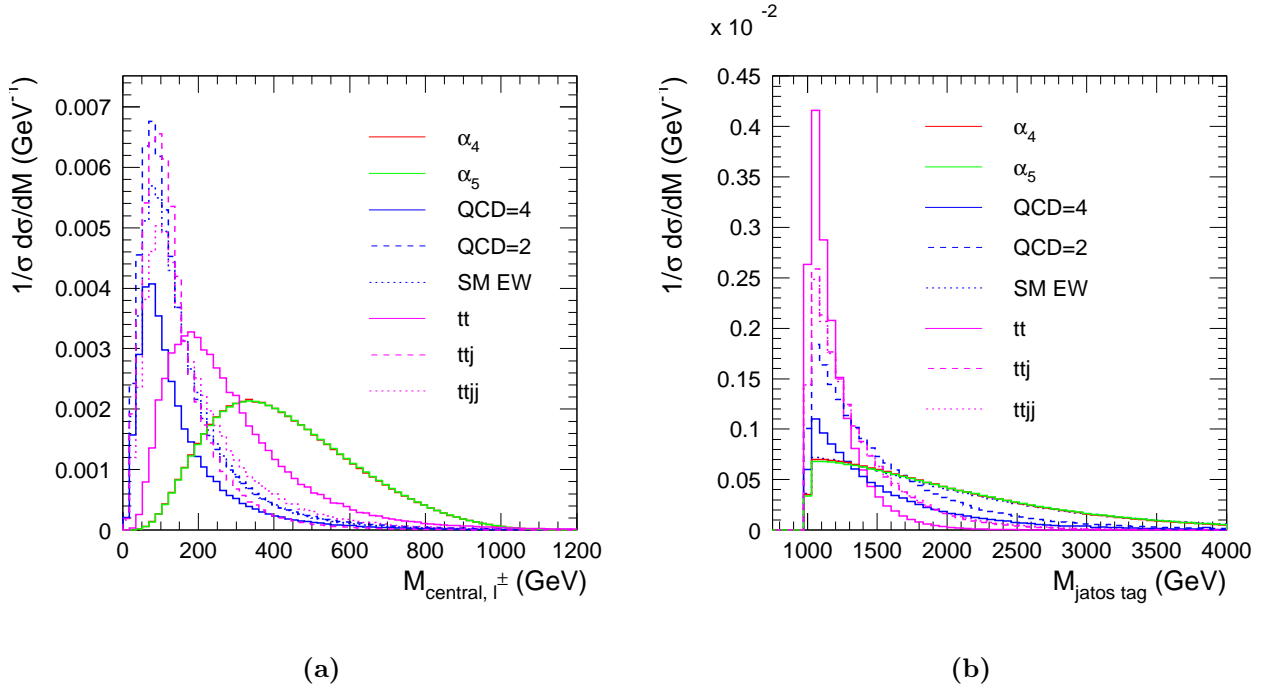
**Figura 3.7:** *Massa invariante dos jatos centrais com cortes (3.57) a (3.61).*



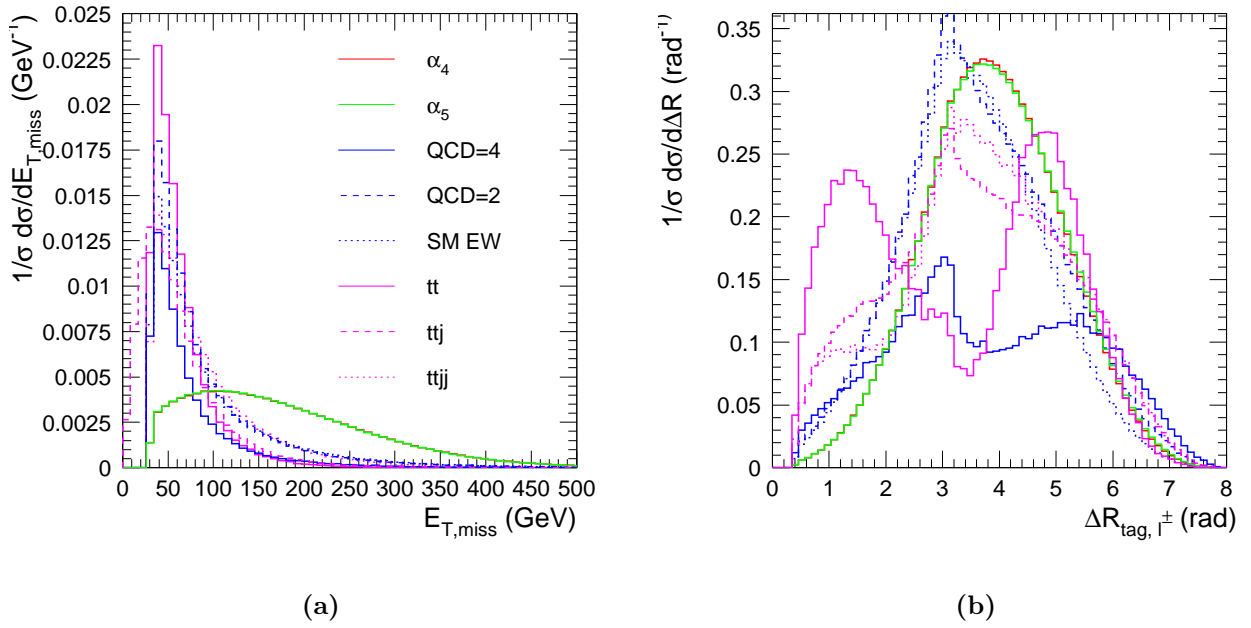
**Figura 3.8:** *Perfis das massas invariantes (a) entre jatos central e tagging e (b) entre o lépton carregado e o jato tagging. Ambas após cortes (3.56) a (3.62).*

variáveis cinemáticas  $\cancel{E}_T$  e  $\Delta R_{l^\pm, \text{tag}}$  respectivamente, são bastante eficientes.

Finalmente, como conseguimos reconstruir o quadrimomento do neutrino através da Eq. (3.54), podemos reconstruir a massa invariante do sistema  $W^\pm V$  de acordo com duas possibilidades:  $M_{W^\pm V}^{\min(\text{máx})}$  é massa invariante reconstruída a partir do menor (maior) valor de  $p_L$  na Eq. (3.54). A Fig. 3.11 mostra que, qualitativamente, as duas distribuições são similares e boas discriminantes do sinal anômalo.

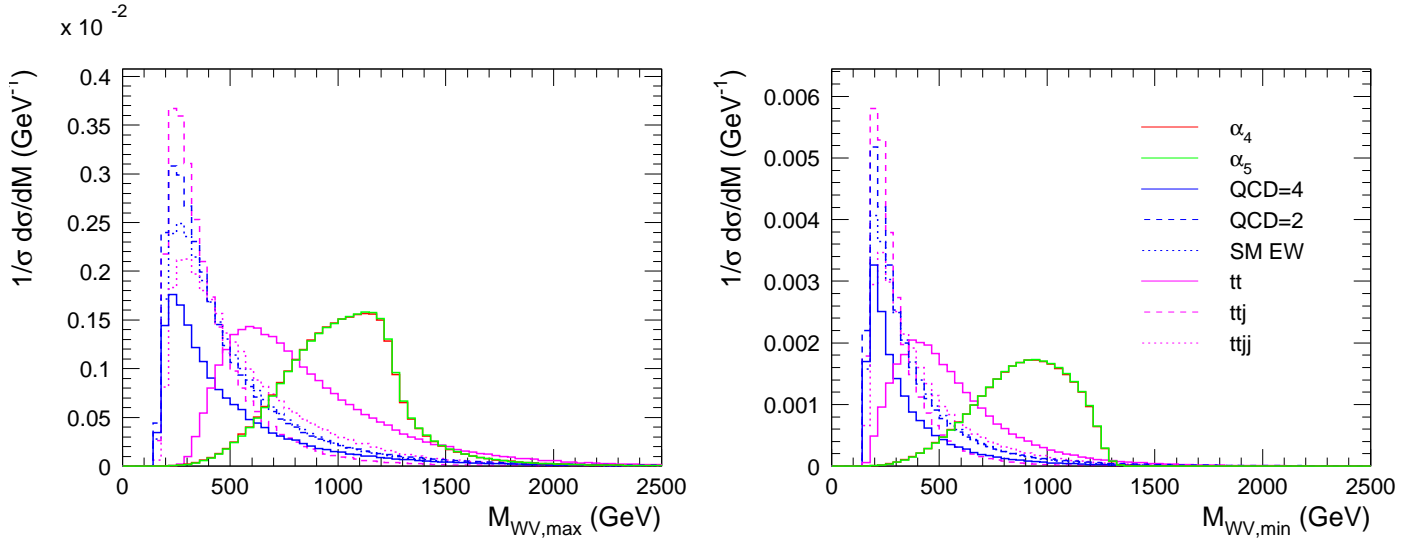


**Figura 3.9:** Perfis das massas invariantes (a) entre o lépton carregado e o jato central e (b) entre os jatos taggings. Ambas após cortes (3.57)-(3.62).



**Figura 3.10:** (a) Energia transversal perdida e (b)  $\Delta R$  entre lépton carregado e jato tagging. Após cortes (3.56)-(3.62).

Após vários testes, um conjunto de cortes mais eficaz para minimizar os *backgrounds*, sem prejuízo do sinal, foi definido com base nas distribuições mostradas nas Figs. 3.8a à 3.11. Sendo



**Figura 3.11:** Massa invariante do par  $M_{WV}$ , onde  $V = W^\pm$  e  $Z$ , considerando a reconstrução do momento longitudinal do neutrino da Eq. (3.54). Após cortes (3.57) a (3.62).

assim, além dos cortes dados pelas Eqs. (3.57)-(3.62), adicionamos os seguintes cortes:

$$M_{\text{tag},l^\pm} \geq 200 \text{ GeV}, \quad M_{\text{central},l^\pm} \geq 150 \text{ GeV}, \quad M_{\text{central, tag}} \geq 400 \text{ GeV},$$

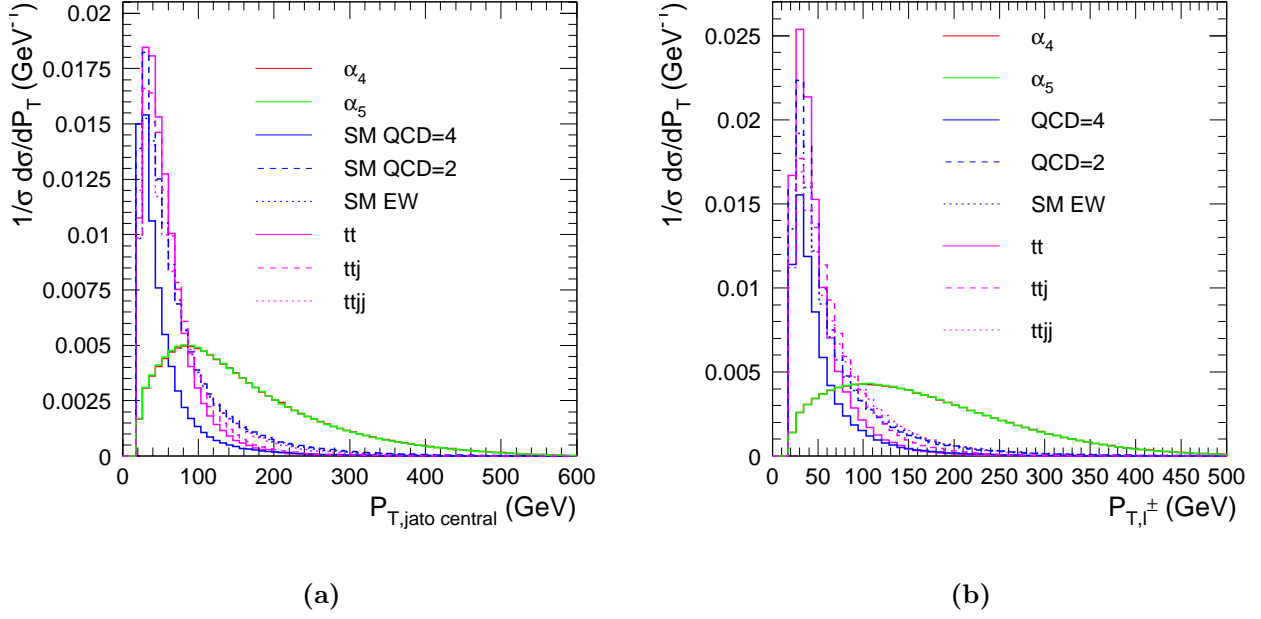
$$M_{\text{jatos tag}} \geq 1600 \text{ GeV}, \quad M_{W^\pm V}^{\min} \geq 600 \text{ GeV}, \quad \cancel{E}_T \geq 50 \text{ GeV}, \quad \Delta R_{\text{tag},l^\pm} \geq 2.0. \quad (3.63)$$

Durante a etapa de análise da otimização da significância estatística, testamos diversos valores de cortes para diferentes distribuições cinemáticas. Embora graficamente muitos deles pareçam promissores, não foram efetivos para aumentar nossa significância em relação ao *background*. Uma análise mais refinada dessas variáveis, como combinações de cortes, podem eventualmente ser úteis no estudo do sinal anômalo. A seguir, discutiremos algumas delas.

De acordo com as Figs. 3.12a e 3.12b, cortes mais duros no momento transversal  $p_T$  dos produtos do decaimento dos bósons de *gauge* poderiam ser aplicados. Nota-se nitidamente nessas figuras que há um aumento significativo de eventos na região  $p_T \gtrsim 30 \text{ GeV}$  para o caso dos diferentes *backgrounds* considerados. Já o nosso sinal anômalo se espalha suavemente para regiões com valores de  $p_T$  mais altos até aproximadamente 500 GeV.

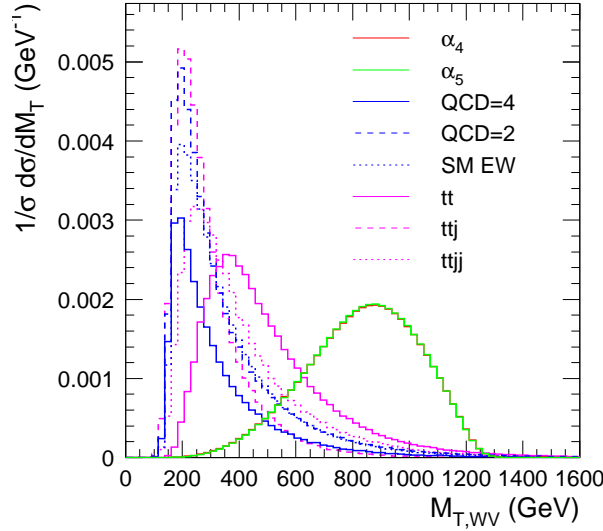
Alternativamente à massa invariante do sistema  $WV$ , que possui ambiguidade devido à reconstrução da componente longitudinal do neutrino, podemos definir a grandeza

$$M_{T,WV}^2 = \left[ \sqrt{M^2(l^\pm jj) + p_T^2(l^\pm jj) + |p_T^{\text{miss}}|^2} \right]^2 - [\vec{p}_T(l^\pm jj) + \vec{p}_T^{\text{miss}}]^2, \quad (3.64)$$



**Figura 3.12:** Distribuições de momento transversal  $p_T$ . Em (a) dos jatos centrais e em (b) do lépton carregado. Ambas após cortes (3.57) a (3.62).

cuja raiz quadrada chamamos de massa transversal do par  $WV$ . A Fig. 3.64 mostra um claro domínio do sinal anômalo na região acima de  $M_{T,WV} \approx 500 - 600$  GeV.



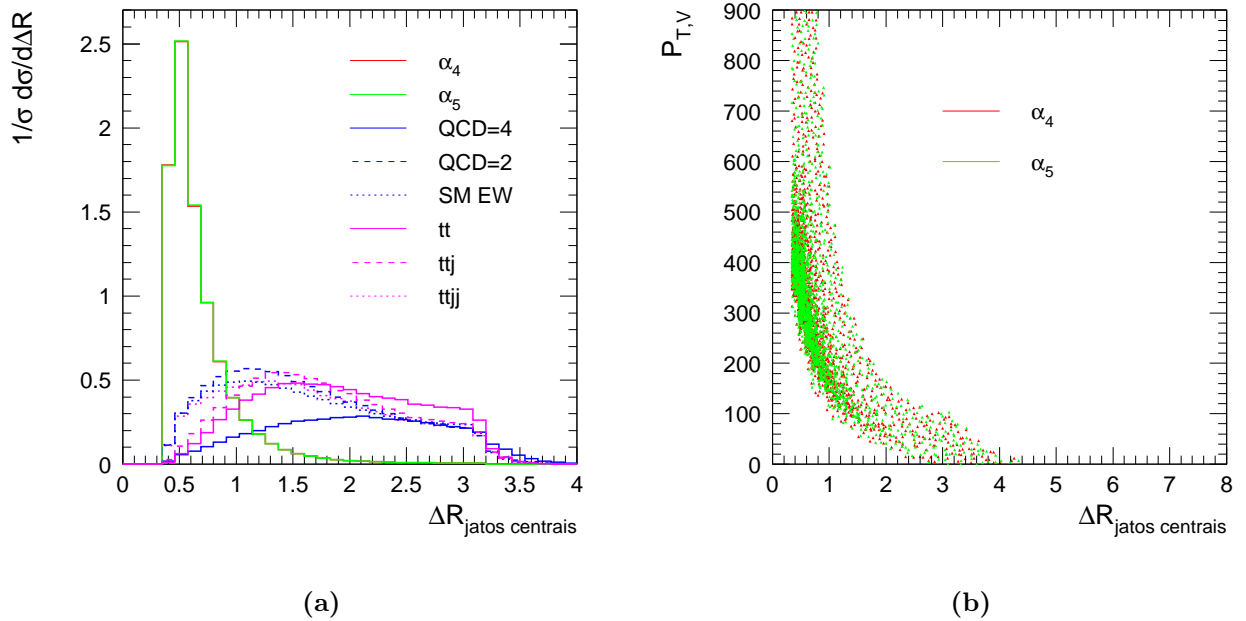
**Figura 3.13:** Perfil da massa transversal do par  $WV$ , onde  $V = W^\pm$  e  $Z$ . Ambas após cortes (3.57)-(3.62).

Finalmente, antes de apresentar os nossos resultados das seções de choque, é preciso observar um detalhe muito importante no que diz respeito aos jatos centrais. Observa-se da Fig. 3.11, que o sinal está distribuído na região onde a massa invariante  $WV$  é alta e na qual os acoplamentos anômalos começam a interagir fortemente. Assim como em situações onde ressonâncias pesadas emergem

com massa da ordem de 1 TeV ou maior, os bósons  $W^\pm$  e  $Z$  produzidos centralmente são bem “boostados”, fazendo com que os seus produtos de decaimento tendam a sair bem próximos um do outro. No nosso caso, se os jatos centrais forem emitidos muito próximos, aumenta a possibilidade da formação de jatos “gordos”<sup>5</sup>.

Embora o corte em  $\Delta R_{jj}$  garanta a separação dos jatos, é importante investigar a sensibilidade do sinal anômalo frente à escolha numérica dessa variável. A Fig. 3.14aa mostra que de fato a separação entre os jatos centrais é bem pequeno, logo é preciso uma investigação além dos cálculos partônicos para verificar se o corte  $\Delta R_{\text{jatos centrais}} > 0.4$  garante com eficiência a separação dos jatos. Contudo, uma análise completa com a hadronização dos párons está fora do escopo desta tese.

Como informação adicional, a Fig. 3.14b mostra a grande concentração de eventos com jatos centrais emitidos com momento transversal alto, na faixa de  $100 \text{ GeV} \lesssim p_T \lesssim 500 \text{ GeV}$ , e bem próximos, com  $0.4 \lesssim \Delta R \lesssim 1$ .



**Figura 3.14:** (a) mostra a distribuição do  $\Delta R$  entre os jatos centrais e (b) a correlação entre essa variável e o momento transversal do bóson  $V$ , com  $V = W^\pm$  e  $Z$ ,. Após cortes (3.57) a (3.62).

## 3.6 Resultados

Apresentamos nesta seção os resultados principais dos nossos cálculos. Nas Tabelas 3.3 e 3.4 listamos as seções de choque em unidades de fb dos canais  $pp \rightarrow e^+ \nu_e jjjj$  e  $pp \rightarrow e^- \bar{\nu}_e jjjj$ ,

<sup>5</sup>Jatos decorrentes do decaimento hadrônico de *highly boosted massive particles*.



respectivamente, considerando vários conjuntos de cortes e escolhas C1 (3.50) e C2 (3.51) das escalas de normalização e fatorização, com as variações  $\varepsilon = 0.25, 1, 4$ . Esses valores de seção de choque foram multiplicados por um fator 2 para levar em conta tanto o canal com  $e^\pm$  quanto o canal com  $\mu^\pm$ .

Observe que, devido à simetria entre o quark  $top$  e o anti- $top$  nos processos  $pp \rightarrow t\bar{t} + n$  jatos, esses *backgrounds* contribuem igualmente para os processos  $pp \rightarrow e^+\nu_e jjjj$  e  $pp \rightarrow e^-\bar{\nu}_e jjjj$ . Por esse motivo eles não foram listados na Tabela 3.4.

	(3.56)-(3.61)	(3.56)-(3.62)	C1XIR1	C1XIR025	C1XIR4	C2XIR1	C2XIR025	C2XIR4
$\sigma_{44}$	8349	7630	2460	3206	1876	3323	4789	2491
$\sigma_{55}$	6191	5726	1840	2412	1418	2505	3585	1875
$\sigma_4$	-	-	1.85	2.8	1.88	-4.19	8.73	0.85
$\sigma_5$	-	-	.085	-1.2	-2.12	-12.19	1.73	0.85
$\sigma_{45}$	-	-	7755	10214	5955	10588	15190	7901
SM EW	11	8	0.15	0.20	0.12	0.19	0.27	0.15
QCD $\bar{2}$	63	11	0.07	0.14	0.04	0.13	0.26	0.07
QCD $\bar{4}$	888	136	0.32	0.41	0.23	4.17	13	2
$t\bar{t}$	3	2	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
$t\bar{t} + j$	620	382	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
$t\bar{t} + jj$	61	42	0.02	0.06	0.01	0.08	0.36	0.02

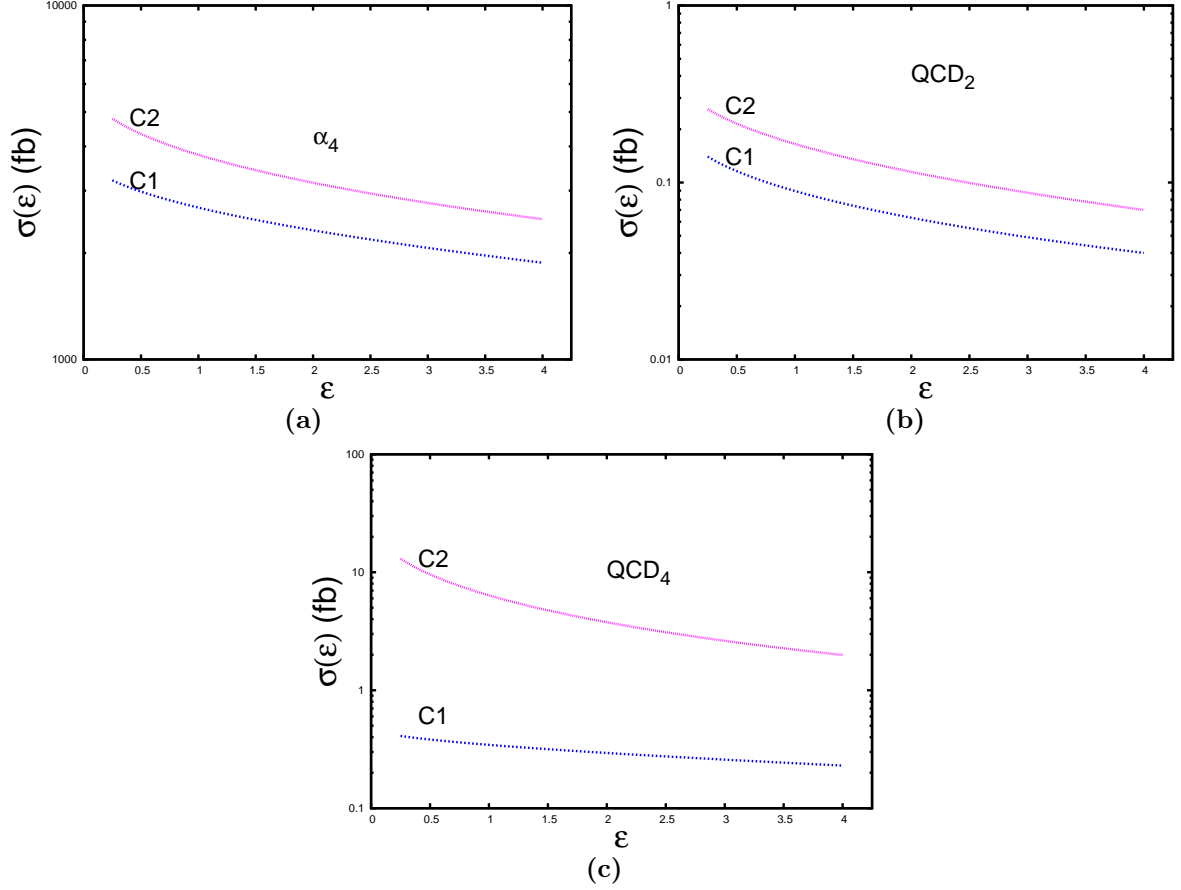
**Tabela 3.3:** Seções de choque em fb do canal  $pp \rightarrow e^+\nu_e jjjj$  considerando diversos cortes e diferentes escolhas para as escalas de normalização e fatorização. A legenda “C1XIR025” significa escolha do conjunto C1 (3.50), com a escolha  $\varepsilon = 0.25$  e assim por diante, para as diversas opções analisadas. Nas primeiras duas colunas utilizamos o conjunto C1, com  $\varepsilon = 1$ , com os cortes especificados na tabela. Já para o restante das colunas, os resultados foram obtidos com os cortes das Eqs. (3.57)-(3.63).

	C1XIR1	C1XIR025	C1XIR4	C2XIR1	C2XIR025	C2XIR4
$\sigma_{44}$	1183	1615	941	1704	2483	1281
$\sigma_{55}$	774	1052	617	1114	1607	833
$\sigma_4$	0.95	-0.07	2.96	-2.07	1.91	-0.05
$\sigma_5$	1.95	-2.07	-1.04	-12.07	0.91	0.95
$\sigma_{45}$	3607	4997	2917	5295	7629	3938
SM EW	0.05	0.07	0.04	0.07	0.09	0.05
QCD $\bar{2}$	0.02	0.04	0.01	0.04	0.08	0.03
QCD $\bar{4}$	0.08	0.12	0.06	1.23	5.23	0.42

**Tabela 3.4:** Idem à legenda da Tabela 3.3, para o canal  $pp \rightarrow e^-\bar{\nu}_e jjjj$ .

Apresentamos na Fig. 3.15 as incertezas na escolha das escalas de renormalização e fatorização, representadas pelas escolhas C1 (3.50) e C2 (3.51), em função do parâmetro  $\varepsilon$ . Conforme esperado, os resultados são bem sensíveis às escolhas das escalas, sobretudo no que tange ao *background* em ordem  $\mathcal{O}(\alpha_{EM}^2 \alpha_S^4)$ . Notamos também, a partir das Tabelas 3.3 e 3.4, que o padrão de interferência

(construtiva ou destrutiva) do sinal anômalo com os *backgrounds* depende das escalas utilizadas. Somente uma análise mais refinada ratificaria esse comportamento ou se, na verdade, trata-se tão somente de flutuações oriundas do cálculo numérico. De qualquer forma, para  $\alpha_{4,5} \gtrsim \mathcal{O}(10^{-2})$  os termos de interferência não são cruciais para a obtenção dos vínculos a esses acoplamentos.



**Figura 3.15:** Seções de choque de (a) sinal anômalo de  $\mathcal{L}_4$  e (b) backgrounds de QCD após os cortes (3.57) à (3.62) como função da variável  $\epsilon$ , para as escolhas de escalas de fatorização e normalização C1 (3.50) e C2 (3.51).

Como trabalhamos essencialmente com contagem de eventos, posto que nenhuma ressonância está presente, podemos combinar os canais  $l^+$  e  $l^-$  de forma que a significância estatística definida na Eq. (3.55) será calculada tal que

$$\mathcal{S}_{comb} \equiv \frac{N_{l^+} + N_{l^-}}{\sqrt{N_{back_{l^+}} + N_{back_{l^-}}}}, \quad (3.65)$$

onde  $N_l$  é o número de eventos do sinal nos canais com lépton positivo  $l^+$  e lépton negativo  $l^-$ , e  $N_{back}$  é o número de eventos dos *backgrounds* nesses canais, todos obtidos com expressão da seção de choque (3.49) e considerando as eficiências na detecção dos jatos e lépton carregado, para o LHC operando com energia de 14 TeV e com luminosidade integrada de  $L = 100 \text{ fb}^{-1}$ .

Utilizando-se os dados das Tabelas 3.3 e 3.4, com o auxílio da Eq. (3.65), obtemos um dos resultados centrais desta tese. A Fig. 3.16 mostra as regiões de exclusão para os acoplamentos anômalos puramente quárticos no plano  $(\alpha_4, \alpha_5)$ , levando-se em conta o canal  $pp \rightarrow l^\pm + \cancel{E}_T + 4$  jatos. Para quantificar a dependência dos resultados com as escalas de fatorização e renormalização, mostramos as regiões de exclusão para todas as escolhas analisadas. Qualitativamente, vemos que não há diferença significativa entre os diferentes vínculos obtidos.

Para ilustrar a sensibilidade da significância estatística em função dos valores de  $\alpha_4$  e  $\alpha_5$ , destacamos as elipses de  $1\sigma$  até  $3\sigma$ , que correspondem à 68%, 95.4% e 99.7% C.L. respectivamente.

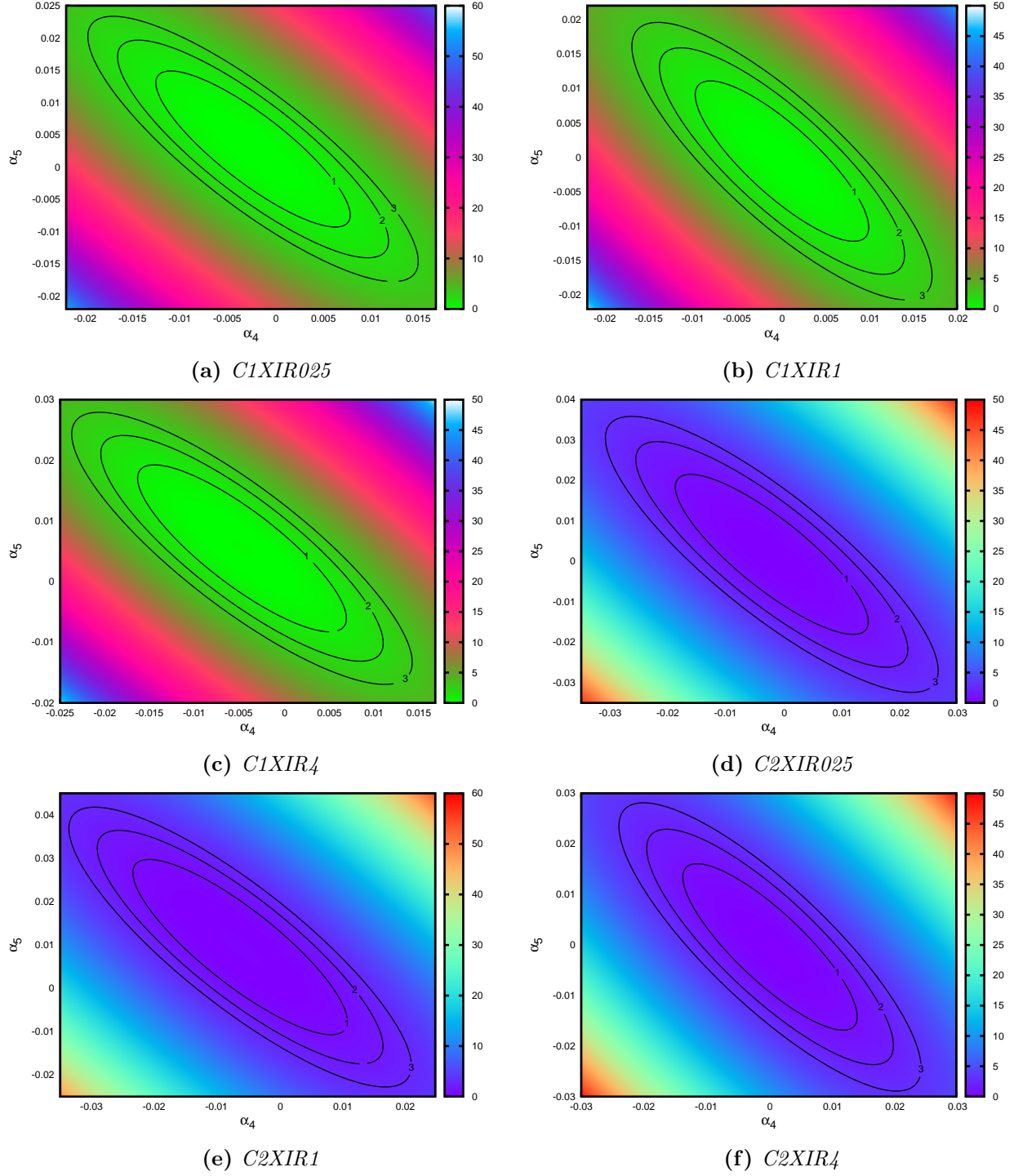
Na Fig. 3.17, mostramos a curva de exclusão para  $3\sigma$  com a escolha C1 (3.50), com  $\varepsilon = 1$ , levando-se em conta as análises dos canais  $pp \rightarrow l^+ + \cancel{E}_T + 4$  jatos e  $pp \rightarrow l^- + \cancel{E}_T + 4$  jatos separadamente e combinados. Como era de se esperar, os vínculos oriundos do canal com lépton positivo é mais restritivo no LHC visto que processos com a produção  $W^+V$  possuem seções de choque maiores do que aqueles com  $W^-V$ , já que se trata de um colisor próton-próton. As curvas com outras escolhas das escalas de renormalização e fatorização são qualitativamente similares, não havendo portanto necessidade de mostrá-las.

Podemos também estabelecer limites individuais aos acoplamentos anômalos, supondo a contribuição dos operadores  $\mathcal{L}_4$  e  $\mathcal{L}_5$  em separado para a combinação dos processos  $pp \rightarrow l^+ + \cancel{E}_T + 4$  jatos e  $pp \rightarrow l^- + \cancel{E}_T + 4$  jatos. As Figs. 3.18a e 3.18b mostram o comportamento da significância estatística em função dos valores dos acoplamentos anômalos  $\alpha_4$  e  $\alpha_5$ , respectivamente. Para efeito de ilustração mostramos as curvas para a escolha C1 (3.50), com  $\varepsilon = 1$ . Não exibimos as curvas com as outras escolhas das escalas de fatorização e renormalização por serem qualitativamente similares.

Na Tabela 3.5 exibimos os vínculos em  $3\sigma$  aos acoplamentos  $\alpha_4$  e  $\alpha_5$ , quando somente um operador contribui por vez.

De acordo com os valores da Tabela 3.5, concluímos que os nossos vínculos aos acoplamentos anômalos são compatíveis com aqueles obtidos pela análise do canal leptônico da Tabela 3.1.

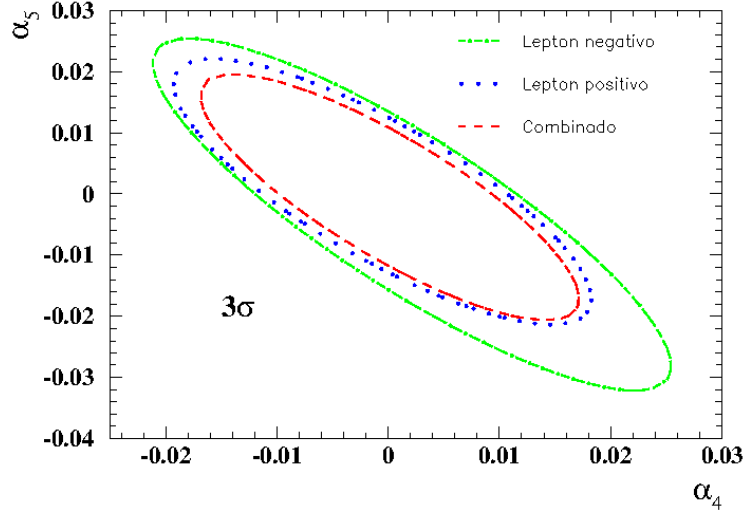
Tendo em mãos os vínculos dos acoplamentos anômalos  $\alpha_4$  e  $\alpha_5$  na representação não-linear, podemos traduzí-los aos acoplamentos  $f_0$  e  $f_1$  da representação linear. Como incluímos uma partícula escalar leve na descrição do modelo sigma-não linear, a tradução dos vínculos é relativamente direta. Além disto, considerando que a maior contribuição anômala provém do vértice quártico  $WWWW$ ,



**Figura 3.16:** Regiões de exclusão no LHC operando com energia de 14 TeV, após uma luminosidade integrada de  $100 \text{ fb}^{-1}$ . Limites de exclusão para diferentes escolhas das escalas de renormalização e fatorização. De (a)-(c) para a escolha C1 (3.50) e (d)-(f) para a escolha C2 (3.51).

a relação entre os acoplamentos se simplifica ainda mais. É fácil ver, a partir das regras de Feynman para o vértice  $WWW$  listadas no Apêndice B para as duas representações, as relações

$$\frac{f_{0,1}}{\Lambda^4} = \frac{8}{v^4} \alpha_{4,5}.$$



**Figura 3.17:** Regiões de exclusão devido aos canais com lépton positivo, lépton negativo e a combinação entre ambos. Resultado obtido com a escolha C1 (3.50), com  $\varepsilon = 1$ , para o LHC operando com energia de 14 TeV e luminosidade integrada de  $100 \text{ fb}^{-1}$ .

	C1XIR025	C1XIR1	C1XIR4
$\alpha_5 = 0$	$-0.009 \leq \alpha_4 \leq 0.009$	$-0.01 \leq \alpha_4 \leq 0.009$	$-0.009 \leq \alpha_4 \leq 0.009$
$\alpha_4 = 0$	$0.01 \leq \alpha_5 \leq 0.013$	$-0.012 \leq \alpha_5 \leq 0.011$	$-0.011 \leq \alpha_5 \leq 0.013$

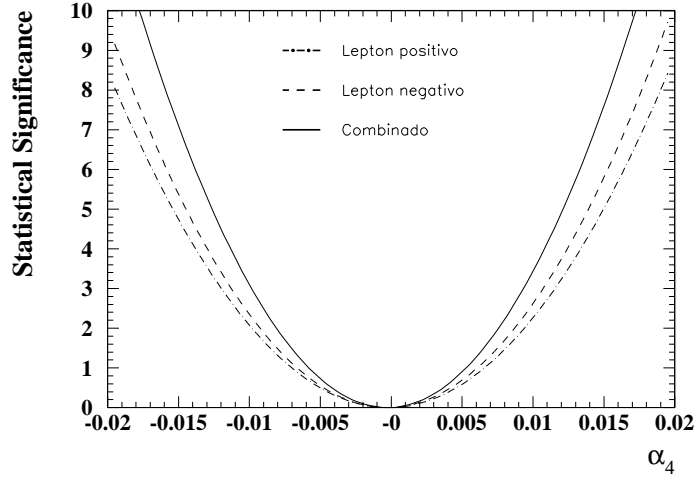
	C2XIR025	C2XIR1	C2XIR4
$\alpha_5 = 0$	$-0.016 \leq \alpha_4 \leq 0.014$	$-0.013 \leq \alpha_4 \leq 0.014$	$-0.013 \leq \alpha_4 \leq 0.013$
$\alpha_4 = 0$	$-0.018 \leq \alpha_5 \leq 0.017$	$-0.014 \leq \alpha_5 \leq 0.02$	$-0.016 \leq \alpha_5 \leq 0.015$

**Tabela 3.5:** Vínculos em  $3\sigma$  para os acoplamentos anômalo puramente quárticos  $\alpha_4$  e  $\alpha_5$ , na situação em que somente um operador anômalo contribui por vez, para as escolhas de escalas de renormalização e fatorização C1 (3.50) e C2 (3.51) com variações  $\varepsilon = 0.5, 1, 4$ . Resultados para o LHC operando com energia de 14 TeV e luminosidade integrada de  $100 \text{ fb}^{-1}$ .

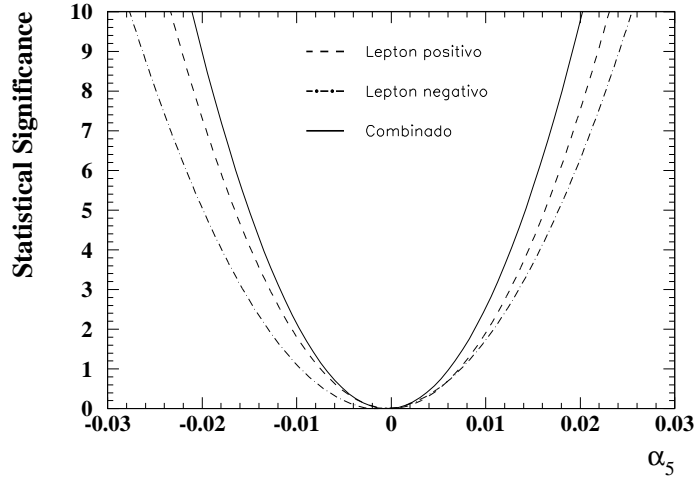
Adotando o valor  $v = 246 \text{ GeV}$  como o  $vev$  do bóson de Higgs padrão, os vínculos aos acoplamentos  $\alpha_4$  e  $\alpha_5$  para a escolha C1XIR1 se traduzem em

$$-22 \leq \frac{f_0}{\Lambda^4} (\text{TeV}^{-4}) \leq 20, \quad \text{e} \quad -26 \leq \frac{f_1}{\Lambda^4} (\text{TeV}^{-4}) \leq 24.$$

Vale lembrar que nossos vínculos aos acoplamentos  $f_0$  e  $f_1$  são apenas aproximados. Para se obter uma análise mais precisa desses acoplamentos seria necessário adaptar a Eq. (3.49) para os



(a)  $\alpha_4$  para C1XIR1



(b)  $\alpha_5$  para C1XIR1

**Figura 3.18:** Significância estatística em função dos acoplamentos anômalos puramente quárticos (a)  $\alpha_4$  e (b)  $\alpha_5$ , na situação em que somente um operador anômalo contribui por vez. Resultados para a escolha C1 (3.50), com  $\varepsilon = 1$ , no LHC com 14 TeV de energia e luminosidade integrada de  $L = 100 \text{ fb}^{-1}$ .

operadores na representação linear, visto que as estruturas de *gauge* dos acoplamentos  $WWWW$  e  $WWZZ$  nessa representação diferem daquelas dadas pelos operadores não-lineares.

Mesmo adotando esse procedimento, a correspondência dos acoplamentos  $\alpha_4$  e  $\alpha_5$  com  $f_0$  e  $f_1$  não é exata, pois processos  $pp \rightarrow l^\pm \nu_l jjjj$  envolvem vértices anômalos  $WWWW$  e  $WWZZ$  que não podem ser analisados separadamente, já que experimentalmente não há como distinguir  $W$  do  $Z$  no contexto de decaimento hadrônico.

Embora nossos vínculos aos acoplamentos anômalos sejam comparáveis aos obtidos a partir de canais leptônicos, é importante mencionar que utilizamos uma abordagem bem diferente da-

quela empregada na Ref. [46]. Nessa referência, os autores estabeleceram uma região de “controle”, completamente dominada pelos *backgrounds*, com o propósito de avaliar nessa região as incertezas teóricas nas escolhas das escalas de normalização e fatorização. Esse erros foram extrapolados para a região do sinal adicionando-os às incertezas estatísticas. Nas nossas análises, mostramos explicitamente o efeito das diferentes escolhas de escalas e obtivemos um vínculo para cada uma delas.

Quando os experimentos do LHC alcançarem  $100 \text{ fb}^{-1}$  de dados coletados, as incertezas teóricas dos *backgrounds* deverão ser minimizadas posto que na região de controle as previsões teóricas estarão condicionadas aos resultados experimentais. Com isto, incertezas nas escolhas das escalas de fatorização e renormalização, assim como correções de *next-leading order* em QCD, estarão sob controle na região do sinal.

Para finalizar, vale uma breve explicação sobre a motivação de nossas análises. Como já mencionado na Seção (3.3.5), os acoplamentos quárticos entre os bósons de *gauge* ainda não foram medidos experimentalmente e portanto aqui não possuímos dados para a obtenção dos vínculos experimentais aos acoplamentos anômalos  $\alpha_4$  e  $\alpha_5$ , se consideramos a realização não-linear. Sendo assim, nessa tese apenas supomos que podemos observar (ou não) algo diferente do previsto pelo MP, mensurando essa suposição em termos da significância estatística (3.65), em um cenário futuro onde o LHC opera com energia  $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$  e já atingiu sua luminosidade máxima proposta de  $100 \text{ fb}^{-1}$ .

## Capítulo 4

# Correntes Neutras com Troca de Sabor no Modelo 331 com Neutrinos de Mão-Direita

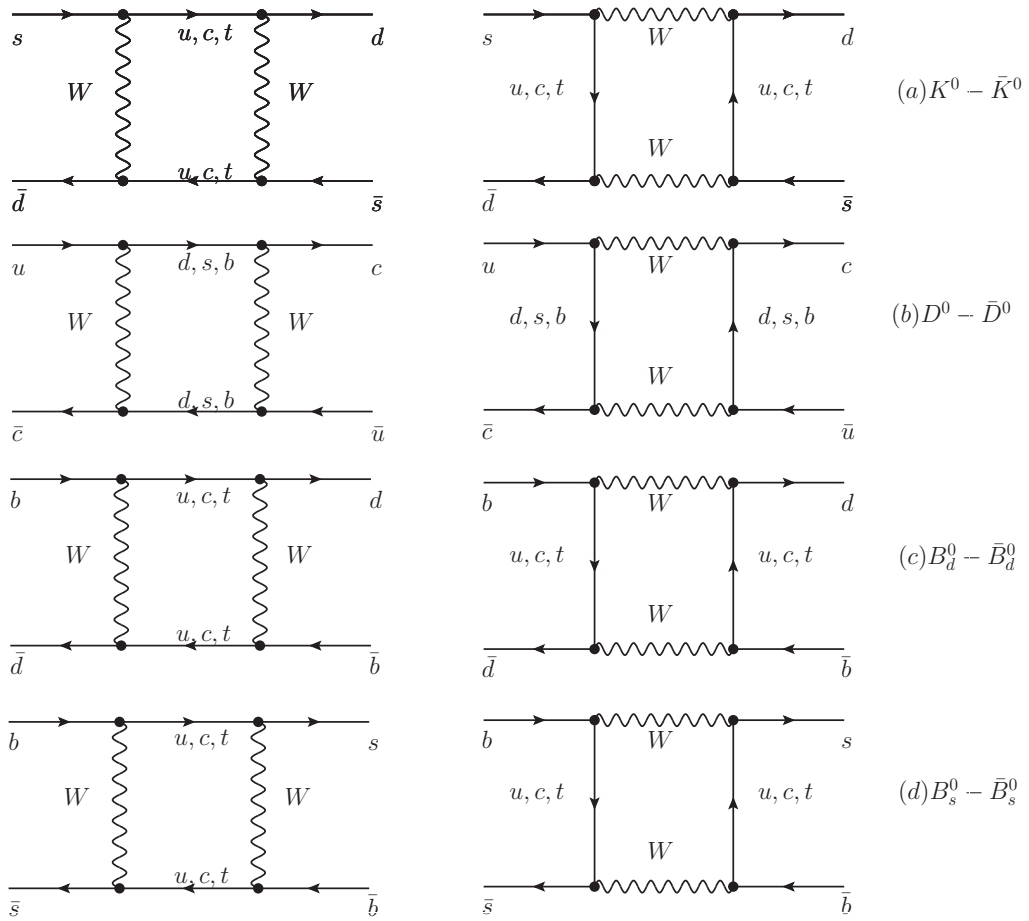
Processos que induzem a troca de sabor de um férmion (quark ou lépton) através do acoplamento com um bóson neutro, seja ele escalar ou vetorial, são conhecidos por processos *flavor-changing neutral currents* (FCNC).

Processos FCNC, como a mistura partícula-antipartícula e decaimentos com violação CP, são importantes para os testes do MP e são classificados como transições  $\Delta F = 1$ , onde o número quântico de sabor  $F = S, C, B$  de um méson muda em uma unidade, ou como transições  $\Delta F = 2$ , que modificam o número quântico de sabor  $F$  em duas unidades, características das misturas méson-antiméson.

Sabe-se que os mésons neutros  $K^0$ ,  $D^0$ ,  $B_d^0$  e  $B_s^0$  são os únicos hádrons que se misturam com suas antipartículas. No MP tais processos com transições  $\Delta F = 2$  são suprimidos em nível de árvore através do mecanismo de Glashow–Iliopoulos–Maiani (GIM) [65]. Historicamente, o quark “charm” foi a primeira partícula prevista teoricamente, como consequência do mecanismo de GIM, com o intuito de eliminar acoplamentos significativos de FCNC em nível de árvore na teoria [65]. Na Fig. 4.1 esboçamos os diagramas de Feynman que contribuem para processos com transições  $|\Delta F| = 2$ , onde  $F = S, C, B$  são os números quânticos de sabor apropriados para cada sistema.

O experimento LHCb no CERN observou recentemente dois casos de violação CP direta [7]: nos decaimentos de mésons  $D^0$  uma diferença na assimetria CP entre os decaimentos  $D^0 \rightarrow K^+ K^-$  e  $D^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , em relação à hipótese de conservação CP, na ordem de  $3.5\sigma$ ; e nos decaimentos de mésons  $B_s^0 \rightarrow K^\pm \pi^\mp$ , em relação à hipótese de conservação CP, com significância de  $3.3\sigma$ .





**Figura 4.1:** Diagramas do tipo “caixa” descrevem as interações com transições  $|\Delta F| = 2$ , onde  $F = S, C, B$  são os números quânticos de sabor apropriados:  $S$  para sistemas  $K^0 - \bar{K}^0$ ,  $C$  para os sistemas  $D^0 - \bar{D}^0$  e  $B$  para os sistemas  $B^0 - \bar{B}^0$ .

Como forma de medição de violação CP indireta, os processos envolvendo sistemas de mésons neutros  $K^0 - \bar{K}^0$ ,  $D^0 - \bar{D}^0$  e  $B_d^0 - \bar{B}_d^0$  despertam grande interesse. O cálculo teórico de observáveis como a diferença de massa  $\Delta M_F$  onde  $F = S, C, B$  são os números quânticos de sabor apropriados para cada sistema, não é trivial. De forma bastante simplificada considera-se a evolução temporal de um sistema  $F^0 \bar{F}^0$ , considerando a possibilidade de violação CP,

$$|\phi(t)\rangle = a(t)|F^0\rangle + \bar{a}(t)|\bar{F}^0\rangle, \quad (4.1)$$

tal que

$$i \frac{d}{dt} |\phi(t)\rangle = \mathcal{H} |\phi(t)\rangle = \begin{pmatrix} \mathcal{H}_{11} & \mathcal{H}_{12} \\ \mathcal{H}_{21} & \mathcal{H}_{22} \end{pmatrix} |\phi(t)\rangle. \quad (4.2)$$

A hamiltoniana  $\mathcal{H}$  tem a forma

$$H = M - i\frac{\Gamma}{2} = \begin{pmatrix} M_{11} - i\frac{\Gamma_{11}}{2} & M_{12} - i\frac{\Gamma_{12}}{2} \\ M_{21} - i\frac{\Gamma_{21}}{2} & M_{22} - i\frac{\Gamma_{22}}{2} \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

onde  $M$  e  $\Gamma$  são as matrizes hermitianas de massa e decaimento, respectivamente.

Em geral [66] temos que  $\Delta M_F = -2M_{12}$  com

$$M_{12} = M_{21}^* = \langle F^0 | \mathcal{H} | \bar{F}^0 \rangle + \sum_n \frac{\langle F^0 | \mathcal{H} | n \rangle \langle n | \mathcal{H} | \bar{F}^0 \rangle}{m_{F^0} - E_n}, \quad (4.4)$$

onde a soma se estende aos  $n$  possíveis estados intermediários com energia  $E_n$  e  $\mathcal{H} = -\mathcal{L}$ .

Note que no caso do MP, o termo  $\langle F^0 | \mathcal{H} | \bar{F}^0 \rangle = 0$  tendo em vista que transições  $|\Delta F| = 2$  em nível de árvore não são permitidas.

De fato, a lagrangiana do MP que descreve os acoplamentos das correntes carregadas (CC) com os quarks tem a forma [66]

$$\mathcal{L}_{quarks}^{CC} = \frac{g}{\sqrt{2}} \sum_{j,k=1,2,3} [V_{jk} \bar{u}_{jL} \gamma^\mu d_{kL} W_\mu^+ + V_{jk}^* \bar{d}_{kL} \gamma^\mu u_{jL} W_\mu^-], \quad (4.5)$$

onde usamos a notação  $(u_1, u_2, u_3) = (u, c, t)$  e  $(d_1, d_2, d_3) = (d, s, b)$  com  $V_{jk} = (V_L^j)^\dagger (V_L^k)$ ,  $j \neq k$ , sendo os termos a matriz unitária  $3 \times 3$  de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM),

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

onde  $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$  e  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$  com o ângulo  $0 \leq \theta_{ij} \leq \pi/2$  e a fase  $0 \leq \delta_{13} < 2\pi$ , cujo valor diferente de zero é responsável pela violação CP nas interações fracas. Nota-se explicitamente pela forma da lagrangiana (4.5) que no MP a corrente carregada mistura famílias através da matriz  $V_{CKM}$  em nível de árvore.

Por outro lado, a lagrangiana padrão referente aos acoplamentos dos quarks com correntes neutras (NC) tem a forma geral

$$\mathcal{L}_{quarks}^{NC} \approx \bar{u}_L \gamma^\mu (V_L^u)^\dagger (V_L^u) u_L Z_\mu + \bar{d}_L \gamma^\mu (V_L^d)^\dagger (V_L^d) d_L Z_\mu, \quad (4.7)$$

onde usamos a notação  $u_L \equiv (u, c, t)$  e  $d_L \equiv (d, s, b)$ . Nesse caso, o produto  $(V_L^{u,d})^\dagger (V_L^{u,d})$  é a matriz identidade  $\mathbf{I}_{3 \times 3}$  e conseqüentemente no MP as correntes neutras não misturam famílias, ou em outras palavras, não trocam sabor.

Deste modo, no caso do MP, usa-se a lagrangiana (4.5) no segundo termo da Eq. (4.4) para o cálculo das diferenças de massa dos sistemas de mésons neutros considerando o elemento de matriz específico para cada caso, de acordo com os diagramas da Fig. 4.1.

Detalhes de teoria e fenomenologia da mistura de mésons no MP estão disponíveis em várias referências [8, 66], fugindo do escopo de nosso trabalho entrarmos em detalhes desses cálculos.

Por outro lado, como extensões do MP, as diversas classes do modelo com simetria  $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$  [67] mostram-se bastante simples e elegantes nas propostas de resolução de alguns de seus problemas, tais como a replicação de famílias [69, 70], candidatos à matéria escura [71], dentre outros [72, 73].

Embora consigam preencher algumas lacunas do MP, os modelos 331 prevêem fenômenos altamente suprimidos em nível de árvore, como citamos os processos FCNC em sistemas de mésons neutros. Desta forma, torna-se mandatário a obtenção de vínculos aos parâmetros desses modelos considerando suas particularidades.

## 4.1 Modelo 331 com neutrinos de mão-direita, 331<sub>RHN</sub>

Alguns modelos de física além do MP prevêem a existência de novos bósons massivos que poderiam contribuir para as oscilações dos mésons.

No modelo 331<sub>RHN</sub>, processos FCNC surgem naturalmente em nível de árvore no setor de quarks, pois nesses modelos um novo bóson de *gauge* neutro  $Z'$  acopla-se de forma distinta com a terceira família, gerando interações não-universais.

Além do  $Z'$ , o setor escalar do modelo 331 que apresenta neutrinos de mão-direita<sup>1</sup> (331<sub>RHN</sub>)

---

<sup>1</sup>Construção e detalhes do modelo podem ser obtidos em [74, 69, 75].

introduz duas novas fontes de violação CP: os escalares  $S_2$  e  $I_3^0$ , como veremos adiante.

De forma bastante resumida esboçaremos a seguir algumas características da construção do modelo  $331_{RHN}$ .

Em geral, nos modelos 331 o operador de carga elétrica  $Q$  define como os campos estão dispostos nas representações de suas classes sendo dado por

$$Q = T^3 - bT^8 + X, \quad (4.8)$$

onde as matrizes  $T^a$  ( $a = 1, \dots, 8$ ) são as matrizes de Gell-Mann, geradoras da álgebra de  $SU(3)$ ,  $X$  é o número quântico relativo ao grupo abeliano  $U(1)_X$  e a constante  $b$  define a classe à qual pertence o modelo 331 [69].

Se  $b = \sqrt{3}$ , temos o modelo 331 original. Para o modelo  $331_{RHN}$ , temos  $b = 1/\sqrt{3}$  e toda a matéria possui carga  $X$  não nula.

Nos modelos 331, os dubletos do MP fazem parte de tripletos. Em particular, no caso  $331_{RHN}$ , os tripletos com  $X = -1/3$  acomodam duas componente neutras possibilitando colocar o neutrino e sua antipartícula junto de um lépton carregado em uma estrutura de triplete.

Dessa forma, o setor leptônico será composto por tripletos de mão-esquerda (*left-handed*)

$$\Phi_{\alpha L} = (\nu_\alpha, e_\alpha, \nu_\alpha^c)_L^T \sim (\mathbf{1}, \mathbf{3}, -1/3), \quad (4.9)$$

sendo  $e_\alpha$  ( $\alpha = 1, 2, 3$ ) as três gerações do lépton carregado do MP. O último termo mostra as propriedades de transformação em relação ao grupo  $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ .

Como a conjugação de carga  $c$  troca a quiralidade do férmion, então o triplete (4.9) possui as componentes direita e esquerda do neutrino. Nesse modelo, o neutrino de mão direita se transforma não-trivialmente sob o grupo não abeliano [69].

As componentes de mão-direita dos léptons carregados formam os singletos de léptons,

$$e_{\alpha R} \sim (\mathbf{1}, \mathbf{1}, -1). \quad (4.10)$$

No setor de quarks as duas primeiras famílias se estruturam em antitripletos, enquanto a terceira

é representada por um tripleto, tais que

$$Q_{iL} = (d_i, u_i, d'_i)_L^T \sim (\mathbf{3}, \mathbf{3}^*, 0), \quad Q_{3L} = (u_3, d_3, u'_3)_L^T \sim (\mathbf{3}, \mathbf{3}, 1/3), \quad (4.11)$$

com  $i = 1, 2$ .

As componentes de mão-direita (*right-handed*) no setor de quarks transformam-se como singletos, tais que

$$\begin{aligned} u_{\alpha R} &\sim (\mathbf{3}, \mathbf{1}, 2/3), & d_{\alpha R} &\sim (\mathbf{3}, \mathbf{1}, -1/3), \\ u'_{3R} &\sim (\mathbf{3}, \mathbf{1}, 2/3), & d'_{3R} &\sim (\mathbf{3}, \mathbf{1}, -1/3), \end{aligned} \quad (4.12)$$

onde  $\alpha = 1, 2, 3$ .

A não-universalidade entre as três famílias no setor de quarks se deve à necessidade do cancelamento de anomalias [69]. Como consequência disso, aparecem fontes de FCNC em nível de árvore nesse tipo de modelo.

Em relação ao setor escalar, o modelo  $331_{RHN}$  apresenta três tripletos escalares, necessários para quebrar espontaneamente a simetria de *gauge*  $SU(3)_L \otimes U(1)_X \rightarrow SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$ , sendo suas respectivas transformações [69] dadas por

$$\begin{aligned} \chi &= (\chi^0, \chi^-, \chi'^0)^T \approx (\mathbf{1}, \mathbf{3}, -1/3), \\ \rho &= (\rho^+, \rho^0, \rho'^+)^T \approx (\mathbf{1}, \mathbf{3}, 2/3), \\ \eta &= (\eta^0, \eta^-, \eta'^0)^T \approx (\mathbf{1}, \mathbf{3}, -1/3). \end{aligned} \quad (4.13)$$

Ainda no setor escalar, de forma a simplificar o modelo, considerou-se um conjunto de simetrias discretas [71] que tornam o potencial escalar renormalizável e invariante de *gauge*, com uma coleção

de termos não-hermitianos e hermitianos, tal que

$$\begin{aligned}
V(\eta, \rho, \chi) = & \mu_\chi^2 \chi^2 + \mu_\eta^2 \eta^2 + \mu_\rho^2 \rho^2 + \lambda_1 \chi^4 + \lambda_2 \eta^4 \\
& + \lambda_3 \rho^4 + \lambda_4 (\chi^\dagger \chi)(\eta^\dagger \eta) + \lambda_5 (\chi^\dagger \chi)(\rho^\dagger \rho) \\
& + \lambda_6 (\eta^\dagger \eta)(\rho^\dagger \rho) + \lambda_7 (\chi^\dagger \eta)(\eta^\dagger \chi) \\
& + \lambda_8 (\chi^\dagger \rho)(\rho^\dagger \chi) + \lambda_9 (\eta^\dagger \rho)(\rho^\dagger \eta) \\
& - \frac{f}{\sqrt{2}} \epsilon^{ijk} \eta_i \rho_j \chi_k + \text{H.c.}
\end{aligned} \tag{4.14}$$

Vale salientar que o potencial (4.14) não é o mais geral possível, pois nele não consideramos termos de mistura entre os escalares  $\chi$  e  $\eta$ . Maiores detalhes podem ser obtidos na Ref. [69].

Para quebrar espontaneamente a simetria, somente um escalar neutro de cada tripleto<sup>2</sup> desenvolve um *vev* não-nulo tal que, escolhendo e expandindo  $\eta^0$ ,  $\rho^0$  e  $\chi'^0$  em torno de seus *vev*'s, temos

$$\begin{aligned}
\eta^0 & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(v_\eta + R_\eta + iI_\eta), \\
\rho^0 & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(v_\rho + R_\rho + iI_\rho), \\
\chi'^0 & \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(v_{\chi'} + R_{\chi'} + iI_{\chi'}).
\end{aligned} \tag{4.15}$$

Substituindo a expansão dos campos da Eq. (4.15) na expressão do potencial escalar (4.14), encontram-se vínculos para este potencial que possibilitam obter os termos quadráticos que originam as matrizes de massa dos pseudo-escalares (escalares com CP ímpar) e dos escalares (escalares com CP par). Maiores detalhes ver em [75].

Sendo assim, a matriz de massa  $M_{I,3 \times 3}^2$  escrita na base  $(I_{\chi'}, I_\eta, I_\rho)$  adquire a forma

$$M_{I,3 \times 3}^2 = \begin{pmatrix} -\frac{f}{4} \frac{v_\eta v_\rho}{v_{\chi'}} & -\frac{f}{4} v_\rho & -\frac{f}{4} v_\eta \\ -\frac{f}{4} v_\rho & -\frac{f}{4} \frac{v_{\chi'} v_\rho}{v_\eta} & -\frac{f}{4} v_{\chi'} \\ -\frac{f}{4} v_\eta & -\frac{f}{4} v_{\chi'} & -\frac{f}{4} \frac{v_\eta v_{\chi'}}{v_\rho} \end{pmatrix}. \tag{4.16}$$

---

<sup>2</sup>As componentes neutras  $\eta'^0$  e  $\chi^0$  carregam número leptônico -2 e 2, respectivamente. Caso esses escalares adquiram *vev* diferente de zero, haveria quebra espontânea do número leptônico concomitante à geração de massa de Majorana para os neutrinos e ao surgimento de um bóson de Goldstone, o chamado Majoron [69]. Nesse trabalho consideramos, como no MP, que o número leptônico é conservado.

Da mesma maneira, a matriz de massa  $M_{R,3\times 3}^2$  escrita na base  $(R_{\chi'}, R_\eta, R_\rho)$  adquire a forma

$$M_{R,3\times 3}^2 = \begin{pmatrix} \lambda_1 v_{\chi'}^2 - \frac{f}{4} \frac{v_\eta v_\rho}{v_{\chi'}} & \frac{\lambda_4}{2} v_{\chi'} v_\eta - \frac{f}{4} v_\rho & \frac{\lambda_5}{2} v_{\chi'} v_\eta \frac{f}{4} v_\eta \\ \frac{\lambda_4}{2} v_{\chi'} v_\eta + \frac{f}{4} v_\rho & \lambda_2 v_\eta^2 - \frac{f}{4} \frac{v_{\chi'} v_\rho}{v_\eta} & \frac{\lambda_6}{2} v_\eta v_\rho + \frac{f}{4} v_{\chi'} \\ \frac{\lambda_5}{2} v_{\chi'} v_\rho + \frac{f}{4} v_\eta & \frac{\lambda_6}{2} v_\eta v_\rho + \frac{f}{4} v_{\chi'} & \lambda_3 v_\rho^2 - \frac{f}{4} \frac{v_\eta v_{\chi'}}{v_\rho} \end{pmatrix}. \quad (4.17)$$

De acordo com a Ref. [75], depois do procedimento de diagonalização das matrizes (4.16) e (4.17), e usando  $v_\eta = v_\rho \equiv v$  (com  $v = v_{SM}/\sqrt{2}$ ) da ordem da escala de quebra da simetria eletrofraca e  $f \sim \frac{v_{\chi'}}{2}$ , onde  $v_{\chi'}$  representa a escala de quebra da simetria do 331 (para facilitar o procedimento de diagonalização), obtém-se os autoestados físicos  $(S_1, S_2, H)$  na base de CP-par

$$S_1 = R_{\chi'}, \quad S_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(R_\eta - R_\rho), \quad H = \frac{1}{\sqrt{2}}(R_\eta + R_\rho). \quad (4.18)$$

sendo

$$\begin{aligned} M_{S_1}^2 &= \frac{v^2}{4} + 2v_{\chi'}^2 \lambda_1, \\ M_{S_2}^2 &= \frac{1}{2}(v_{\chi'}^2 + 2v^2(2\lambda_2 - \lambda_6)), \\ M_H^2 &= v^2(2\lambda_2 + \lambda_6) \end{aligned} \quad (4.19)$$

e os autoestados  $(I_1^0, I_2^0, I_3^0)$  na base de CP-ímpar

$$I_1^0 \sim -I_{\chi'}, \quad I_2^0 \sim \frac{1}{\sqrt{2}}(I_\rho - I_\eta), \quad I_3^0 \sim \frac{1}{\sqrt{2}}(I_\rho + I_\eta), \quad (4.20)$$

sendo

$$M_{I_1^0}^2 = 0, \quad M_{I_2^0}^2 = 0, \quad M_{I_3^0}^2 = \frac{1}{2}(v_{\chi'}^2 + \frac{v^2}{2}), \quad (4.21)$$

onde  $v$  é o *vev* dos escalares neutros  $\rho^0$  e  $\eta^0$ , enquanto que  $v_{\chi'}$  é o *vev* do campo neutro  $\chi'^0$ .

Na Eq. (4.18),  $H$  corresponde ao que seria o bóson de Higgs padrão. Na Eq. (4.20),  $I_1^0$  e  $I_2^0$  são bósons de Goldstone que são absorvidos pelos bósons  $Z$  e  $Z'$ , enquanto  $I_3^0$  é um pseudoescalar pesado.

O tripleto de escalares (4.13) é o responsável por gerar as massas dos férmions, exceto neutrinos,

através da lagrangiana de Yukawa

$$\begin{aligned}
-\mathcal{L}^{Yuk} = & \lambda_{2ij}\bar{Q}_{iL}\chi^*D'_{jR} + \lambda_1\bar{Q}_{3L}\chi U'_{3R} + \lambda_{4ia}\bar{Q}_{iL}\eta^*d_{aR} \\
& + \lambda_{3a}\bar{Q}_{3L}\eta u_{aR} + \lambda_{1a}\bar{Q}_{3L}\rho d_{aR} + \lambda_{2ia}\bar{Q}_{iL}\rho^*u_{aR} \\
& + G_{aa}\bar{f}_{aL}\rho e_{aR} + H.C.
\end{aligned} \tag{4.22}$$

Em relação ao setor de *gauge*, o modelo 331<sub>RHN</sub> adiciona cinco bósons, a saber  $V^+$ ,  $V^-$ ,  $U^0$ ,  $U^{0\dagger}$  e  $Z'$ , ao conteúdo do MP. Maiores detalhes em [69].

Aqui nos interessa particularmente o novo bóson neutro  $Z'$ , cuja massa, no limite  $Z_1 \equiv Z$  e  $Z_2 \equiv Z'$  para os bósons de *gauge* físicos  $Z_1$  e  $Z_2$ , é aproximadamente dada por

$$m_{Z'}^2 = \frac{g^2}{4(3 - 4s_W^2)} \left[ 4c_W^2 v_{\chi'}^2 + \frac{v^2}{c_W^2} + \frac{v^2(1 - 2s_W^2)^2}{c_W^2} \right]. \tag{4.23}$$

Enfim, apresentado o espectro do modelo 331<sub>RHN</sub> que nos interessa aqui, e tendo em vista seu desenvolvimento teórico bem documentado em diversos trabalhos [69, 74, 75], nos restringiremos agora a expor as lagrangianas diretamente relacionadas aos nossos cálculos.

Seguindo esse protocolo, as lagrangianas que contribuem para os processos FCNC no setor escalar têm a forma

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{S_2, I_3}^{|\Delta S|=2} = & \left[ \frac{\lambda_{413}}{2}(V_L^d)^*(V_R^d)_{11}(V_R^d)_{32} + \frac{\lambda_{423}}{2}(V_L^d)^*(V_R^d)_{21}(V_R^d)_{32} \right. \\
& - \frac{\lambda_{13}}{2}(V_L^d)^*(V_R^d)_{31}(V_R^d)_{32} + \frac{\lambda_{422}}{2}(V_L^d)^*(V_R^d)_{21}(V_R^d)_{22} \\
& \left. - \frac{\lambda_{12}}{2}(V_L^d)^*(V_R^d)_{31}(V_R^d)_{22} - \frac{\lambda_{11}}{2}(V_L^d)^*(V_R^d)_{31}(V_R^d)_{12} \right] [\bar{d}'_{1L}d'_{2R}] \times (S_2, I_3),
\end{aligned} \tag{4.24}$$

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{S_2, I_3}^{|\Delta C|=2} = & \left[ \frac{\lambda_{31}}{2}(V_L^u)^*(V_R^u)_{12} + \frac{\lambda_{222}}{2}(V_L^u)^*(V_R^u)_{21}(V_R^u)_{22} \right. \\
& + \frac{\lambda_{32}}{2}(V_L^u)^*(V_R^u)_{31}(V_R^u)_{22} + \frac{\lambda_{213}}{2}(V_L^u)^*(V_R^u)_{11}(V_R^u)_{32} \\
& \left. + \frac{\lambda_{223}}{2}(V_L^u)^*(V_R^u)_{21}(V_R^u)_{32} + \frac{\lambda_{33}}{2}(V_L^u)^*(V_R^u)_{31}(V_R^u)_{32} \right] [\bar{u}'_{1L}u'_{2R}] \times (S_2, I_3),
\end{aligned} \tag{4.25}$$



e

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{S_2, I_3}^{|\Delta B|=2} = & \left[ \frac{\lambda_{413}}{2} (V_L^d)^*_{11} (V_R^d)_{33} + \frac{\lambda_{423}}{2} (V_L^d)^*_{21} (V_R^d)_{33} \right. \\ & - \frac{\lambda_{13}}{2} (V_L^d)^*_{31} (V_R^d)_{33} + \frac{\lambda_{422}}{2} (V_L^d)^*_{21} (V_R^d)_{23} \\ & \left. - \frac{\lambda_{12}}{2} (V_L^d)^*_{31} (V_R^d)_{23} - \frac{\lambda_{11}}{2} (V_L^d)^*_{31} (V_R^d)_{13} \right] [\bar{d}'_{1L} d'_{3R}] \times (S_2, I_3) \end{aligned} \quad (4.26)$$

onde os  $\lambda$ 's são os acoplamentos que aparecem na lagrangiana de Yukawa (4.22) e os  $V_{L,R}^{u,d}$  são as matrizes  $3 \times 3$  que diagonalizam as matrizes de massa para os quarks *up* e *down* padrão <sup>3</sup>. Maiores detalhes no Apêndice C da Ref. [73].

As expressões (4.24)-(4.26) fornecem as relações entre os escalares e os elementos da matriz de mistura mostrando as novas fontes de FCNC no modelo  $331_{RHN}$ .

Por outro lado, as lagrangianas que descrevem as interações entre os quarks padrão com o novo bóson de *gauge* neutro  $Z'$  têm a forma

$$\mathcal{L}_{Z'}^{|\Delta S|=2} = \left( \frac{-g \ c_W}{\sqrt{3 - 4s_W^2}} \right) \{ (V_L^d)^*_{31} (V_L^d)_{32} \} [\bar{d}'_{1L} \gamma_\mu d'_{2L}] Z', \quad (4.27)$$

$$\mathcal{L}_{Z'}^{|\Delta C|=2} = \left( \frac{-g \ c_W}{\sqrt{3 - 4c_W^2}} \right) \{ (V_L^u)^*_{31} (V_L^u)_{32} \} [\bar{u}'_{1L} \gamma_\mu u'_{2L}] Z', \quad (4.28)$$

e

$$\mathcal{L}_{Z'}^{|\Delta B|=2} = \left( \frac{-g \ c_W}{\sqrt{3 - 4s_W^2}} \right) \{ (V_L^d)^*_{31} (V_L^d)_{33} \} [\bar{d}'_{1L} \gamma_\mu d'_{3L}] Z', \quad (4.29)$$

onde  $s_W \equiv \sin \theta_W$  e  $c_W = \cos \theta_W$ .

Utilizando as lagrangianas (4.24)-(4.29), que permitem transição  $\Delta F = 2$ , podemos obter as contribuições dos bósons escalares  $S_2, I_3$  e do bóson de *gauge*  $Z'$  em nível de árvore para as diferenças de massa dos sistemas de mésons  $K_0 - \bar{K}_0$  (transições  $|\Delta S| = 2$ ) ,  $D^0 - \bar{D}^0$  (transições  $|\Delta C| = 2$ ) e  $B_d^0 - \bar{B}_d^0$  (transições  $|\Delta B| = 2$ ).

De fato, aqui vale observar que no cálculo das diferenças de massa dos sistemas em questão, considerando a contribuição do novo bóson de *gauge*  $Z'$ , usa-se o primeiro termo da expressão (4.4)

---

<sup>3</sup> Lembramos que a matriz CKM usual é definida como  $V_{CKM} = (V_L^u)^\dagger (V_L^d)$  e seguimos a notação  $(u'_1, u'_2, u'_3) = (u, c, t)$  e  $(d'_1, d'_2, d'_3) = (d, s, b)$ .

em conjunto com as lagrangianas (4.27)-(4.29) para obtermos explicitamente que

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{Z' eff}^{K_0-\bar{K}_0} &= \frac{4\sqrt{2}G_F c_W^4}{(3-4s_W^2)} \frac{M_Z^2}{M_{Z'}^2} ((V_L^d)_{31}^* (V_L^d)_{32})^2 (\bar{d}'_{1L} \gamma_\mu d'_{2L})^2, \\
\mathcal{L}_{Z' eff}^{D_0-\bar{D}_0} &= \frac{4\sqrt{2}G_F c_W^4}{(3-4s_W^2)} \frac{M_Z^2}{M_{Z'}^2} ((V_L^u)_{31}^* (V_L^u)_{32})^2 (\bar{u}'_{1L} \gamma_\mu u'_{2L})^2, \\
\mathcal{L}_{Z' eff}^{B_d^0-\bar{B}_d^0} &= \frac{4\sqrt{2}G_F c_W^4}{(3-4s_W^2)} \frac{M_Z^2}{M_{Z'}^2} ((V_L^d)_{31}^* (V_L^d)_{33})^2 (\bar{d}'_{1L} \gamma_\mu d'_{3L})^2,
\end{aligned} \tag{4.30}$$

de onde resultam, após algumas parametrizações de acordo com as Refs. [66, 76], as expressões para as diferenças de massa no limite em que  $Z_1 \equiv Z$  e  $Z_2 \equiv Z'$

$$(\Delta m_K)_{Z'} = \frac{4\sqrt{2}G_F c_W^4}{(3-4s_W^2)} \frac{M_Z^2}{M_{Z'}^2} ((V_L^d)_{31}^* (V_L^d)_{32})^2 f_K^2 B_K \eta_K m_K, \tag{4.31}$$

$$(\Delta m_D)_{Z'} = \frac{4\sqrt{2}G_F c_W^4}{(3-4s_W^2)} \frac{M_Z^2}{M_{Z'}^2} ((V_L^u)_{31}^* (V_L^u)_{32})^2 f_D^2 B_D \eta_D m_D, \tag{4.32}$$

$$(\Delta m_{B_d})_{Z'} = \frac{4\sqrt{2}G_F c_W^4}{(3-4s_W^2)} \frac{M_Z^2}{M_{Z'}^2} |(V_L^d)_{31}^* (V_L^d)_{33}|^2 f_B^2 B_B \eta_B m_B, \tag{4.33}$$

onde  $B$  e  $f$ 's são o *bag parameter* e as constantes de decaimento dos mésons, respectivamente.  $\eta$ 's são as correções de QCD em *leading order*.

Por outro lado, para obtermos as contribuições referentes aos escalares  $S_2$  e  $I_0^3$  usamos o resultado da Ref. [77], em conjunto com as expressões (4.24)-(4.26), gerando as diferenças de massa

$$(\Delta m_K)_{S_2, I_0^3} = \frac{A_1}{4M_{S_2, I_0^3}^2} \frac{m_K^3 f_K^2}{(m_d + m_s)^2}, \tag{4.34}$$

$$(\Delta m_D)_{S_2, I_0^3} = \frac{A_2}{4M_{S_2, I_0^3}^2} \frac{m_D^3 f_D^2}{(m_u + m_c)^2}, \tag{4.35}$$

$$(\Delta m_{B_d})_{S_2, I_0^3} = \frac{A_3}{4M_{S_2, I_0^3}^2} \frac{m_B^3 f_B^2}{(m_d + m_b)^2}, \tag{4.36}$$

onde os parâmetros  $A_1$ ,  $A_2$  e  $A_3$  representam o quadrado da soma dos coeficientes entre colchetes das lagrangianas (4.24)-(4.26), respectivamente.

Tendo em mãos todo esse arcabouço teórico mostraremos a seguir nossos resultados.

## 4.2 Resultados

Agora apresentamos os resultados obtidos com base na Seção 4.1. Usando  $G_F = 1.166 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$  e os valores numéricos para massas e parâmetros dos mésons  $K$ ,  $D$  e  $B_d$  catalogados pelo Particle Data Group [76],

$$\begin{aligned} m_K &= 497.6 \text{ MeV}, \sqrt{B_K}f_K = 135 \text{ MeV}, \eta_K = 0.57, \\ m_D &= 1865.0 \text{ MeV}, \sqrt{B_D}f_D = 187 \text{ MeV}, \eta_D = 0.57, \\ m_{B_d} &= 5279.5 \text{ MeV}, \sqrt{B_{B_d}}f_{B_d} = 208 \text{ MeV}, \eta_{B_d} = 0.55, \end{aligned} \quad (4.37)$$

aplicados às Eqs.(4.31)-(4.36), podemos escrever as expressões para diferença de massa dos sistemas de mésons somente em função da massa do bóson vetorial  $Z'$  e dos bósons escalares  $S_2$  e  $I_3$  tais que

$$(\Delta m_K)_{Z'} = \frac{2.066 \times 10^{-9}}{M_{Z'}^2} (\text{GeV}) \quad (4.38)$$

$$(\Delta m_K)_{S_2, I_3^3} = \frac{1.47725 \times 10^{-10}}{M_{S_2}^2, M_{I_3}^2} (\text{GeV}) \quad (4.39)$$

$$(\Delta m_D)_{Z'} = \frac{1.48657 \times 10^{-8}}{M_{Z'}^2} (\text{GeV}) \quad (4.40)$$

$$(\Delta m_D)_{S_2, I_3^3} = \frac{2.53 \times 10^{-12}}{M_{S_2}^2, M_{I_3}^2} (\text{GeV}) \quad (4.41)$$

$$(\Delta m_{B_d})_{Z'} = \frac{5.66828 \times 10^{-6}}{M_{Z'}^2} (\text{GeV}) \quad (4.42)$$

$$(\Delta m_{B_d})_{S_2, I_3^3} = \frac{1.8304 \times 10^{-8}}{M_{S_2}^2, M_{I_3}^2} (\text{GeV}). \quad (4.43)$$

Vinculamos as massas  $M_{Z'}$ ,  $M_{S_2}$  e  $M_{I_3}$  utilizando os seguintes valores experimentais [76],

$$\Delta m_K = (3.484 \pm 0.006) \times 10^{-15} \text{ GeV},$$

$$\Delta m_D = 4.607 \times 10^{-14} \text{ GeV},$$

$$\Delta m_{B_d} = (3.337 \pm 0.033) \times 10^{-13} \text{ GeV}.$$

Nas Figs.4.2a-4.4b as regiões em cinza representam regiões de exclusão definidas pelos valores experimentais  $(\Delta M_P)$ , onde  $P = K, D, B_d$ , acima descritos. As regiões verdes refletem a influência

do vínculo experimental  $M'_Z \geq 1.6$  TeV, de acordo os resultados obtidos recentemente pelo CMS e ATLAS [78].

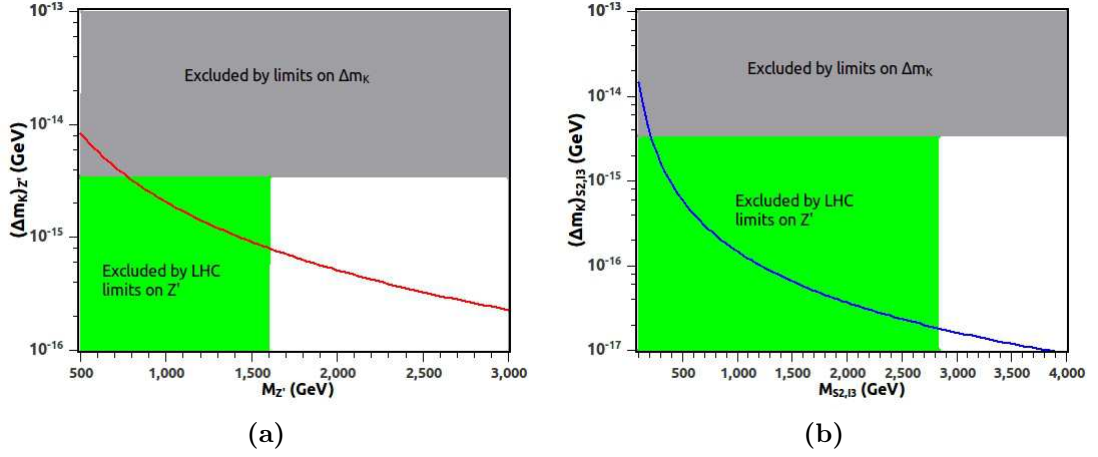
Lembrando que no modelo  $331_{RHN}$  as massas dos novos bósons estão vinculadas entre si pelo parâmetro  $v_{\chi'}$  através das expressões (4.19), (4.21) e (4.23), onde usamos que  $M_H = 120$  GeV,  $\lambda_2 = \lambda_6$  e  $v = v_{SM}/\sqrt{2}$ , então um limite na massa do  $Z'$  implica em vínculos para os escalares  $S_2$  e  $I_3$ .

A Fig. 4.2a mostra  $\Delta m_K$  em termos da massa do bóson  $Z'$  e a Fig. 4.2b em termos da massa dos escalares  $S_2$  e  $I_3$ . Observa-se que a contribuição maior provém do  $Z'$ . Utilizando-se o valor experimental de  $\Delta m_K$ , temos que  $M_{Z'} \gtrsim 770$  GeV e  $M_{S_2, I_3} \gtrsim 200$  GeV. Por outro lado, pelos vínculos impostos pelo modelo, o valor  $M_{Z'} \gtrsim 770$  GeV implica  $v_{\chi'} \gtrsim 1945$  GeV e consequentemente  $M_{S_2}, M_{I_3} \gtrsim 1376$  GeV. Ou seja, os vínculos mais severos às massas dos escalares são provenientes da relação existente elas e  $M_{Z'}$ .

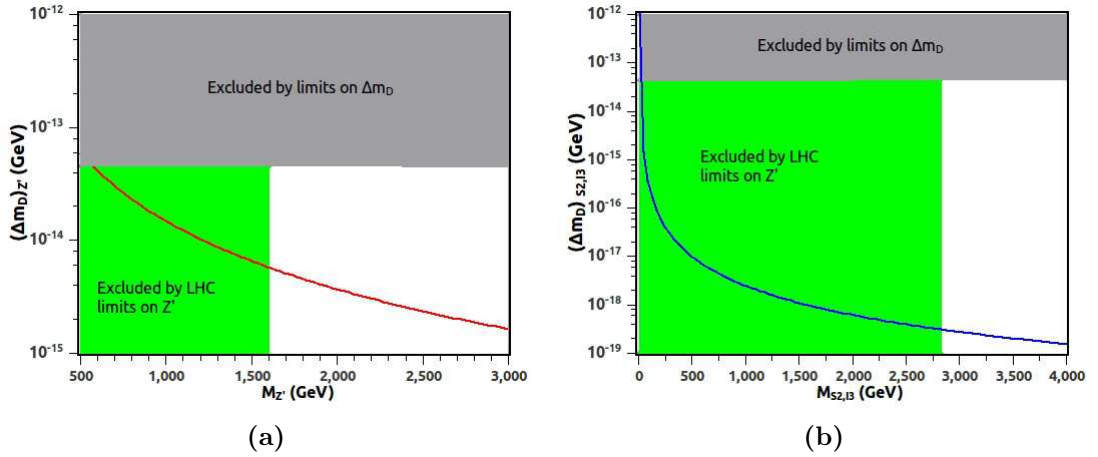
Medidas de precisão para diferença de massa do sistema  $D^0 - \bar{D}^0$  impõem que  $M_{Z'} \gtrsim 550$  GeV, conforme mostra a Fig. 4.3a. Da Fig. 4.3b, temos  $M_{S_2}, M_{I_3} \gtrsim 1$  GeV. Pela correlação existente entre as massas desses bósons,  $M_{Z'} \gtrsim 550$  GeV nos leva ao valor  $M_{S_2}, M_{I_3} \gtrsim 980$  GeV para a massa dos novos escalares.

Finalmente, a partir do valor experimental de  $\Delta m_{B_d}$ , obtemos das Figs. 4.4a e 4.4b os vínculos  $M'_Z \gtrsim 4.2$  TeV e  $M_{S_2}, M_{I_3} \gtrsim 230$  GeV. Este valor de massa do  $Z'$  implica que  $v'_{\chi} \gtrsim 10.6$  TeV e consequentemente  $M_{S_2}, M_{I_3} \gtrsim 7.5$  TeV.

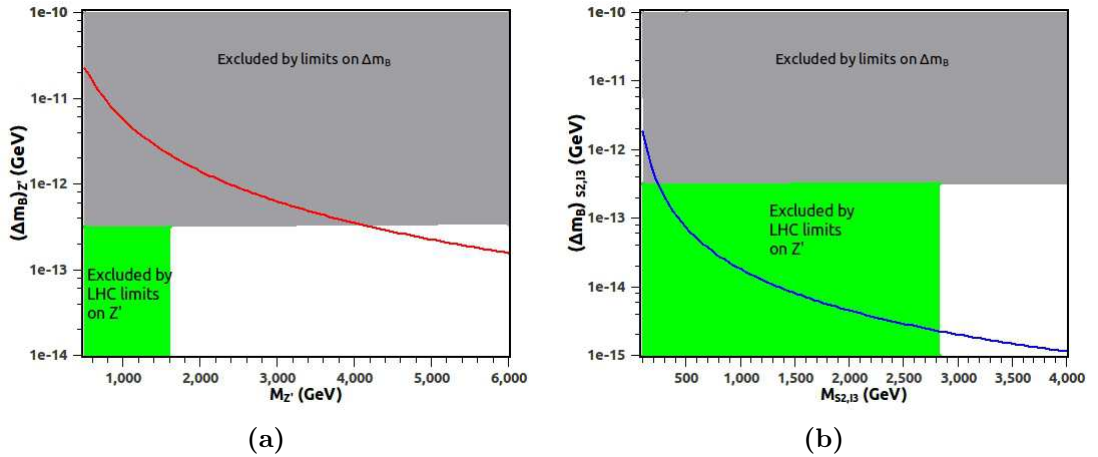
Nota-se da Fig. 4.4a que esse limite à massa do  $Z'$  é ainda mais forte do que o imposto pelo LHC. Importante enfatizar que acreditamos ser este o vínculo mais forte já obtido na literatura no que diz respeito ao modelo  $331_{RHN}$ . Deste modo, inferimos que as medidas de precisão das oscilações  $B_d^0 - \bar{B}_d^0$  descartam uma grande região do espaço de parâmetros do modelo tornando a detecção do  $Z'$  do modelo  $331_{RHN}$  inviável na escala de energia do LHC.



**Figura 4.2:** Em (a) a linha vermelha mostra a contribuição do  $Z'$  e em (b) a curva azul mostra a contribuição dos escalares  $S_2$  e  $I_3$  para  $\Delta m_K$ . Note que as contribuições de  $S_2$  e  $I_3$  são iguais e portanto somente uma curva está visível. A região verde em (b) significa a exclusão das massas de  $S_2$  e  $I_3$  a partir da exclusão da massa de  $M_{Z'}$  pelo LHC, representada pela região verde em (a).



**Figura 4.3:** Idem à legenda da Fig. 4.2 para  $\Delta m_D$ .



**Figura 4.4:** Idem à legenda da Fig. 4.2 para  $\Delta m_B$ .

# Capítulo 5

## Conclusões Gerais

Vivemos uma época muito especial na Física das Partículas Elementares. Com apenas dois anos de funcionamento e pouco mais da metade de sua energia de operação projetada, o LHC já encontrou aquela que pode ser a última peça do quebra-cabeças para consolidar de vez o MP das interações eletrofraca e forte.

Embora outros testes ainda sejam necessários, um excesso de eventos em forma de ressonância em pares de fótons e no canal  $ZZ^* \rightarrow 4$  léptons, revelou recentemente uma partícula (comprovadamente pelo decaimento em pares de fóton) leve que possui algumas das características do bóson de Higgs padrão.

Em clima científico empolgante e desafiador finalizamos essa tese. Se pela perspectiva experimental podemos comemorar mais um sucesso do MP, do ponto de vista teórico ele ainda é visto com certo ceticismo, algo assaz salutar pois a incredulidade é essencial para o surgimento de novas idéias.

É exatamente sob este prisma que baseamos nosso trabalho. Ou seja, acreditamos que o MP se trata apenas de uma teoria efetiva, válida em escalas de energia da ordem de 1 TeV. Discutimos esse conceito, e sua validade, guiando-nos por um exemplo bem-sucedido: a teoria de Fermi.

Motivados pelo fato de que o setor de quebra espontânea de simetria do MP ainda não foi bem testado experimentalmente (apesar da descoberta dessa partícula leve), nos baseamos em teorias efetivas que descrevem esse setor, com ou sem a presença de um escalar com as características do Higgs padrão.

Nessa abordagem efetiva, os vértices quárticos entre os bósons de *gauge* massivos,  $WWWW$  e  $WWZZ$ , recebem uma contribuição extra, com estrutura de Lorentz e intensidade de acoplamentos

distintos dos previstos pelo MP.

Embora exista uma rica literatura sobre o potencial do LHC em testar esses vértices anômalos, geralmente esses trabalhos direcionam suas análises aos canais leptônicos em processos com topologia de VBF, que são os mais promissores para o estudo dos vértices quárticos.

Aqui, considerando o cenário futuro onde o LHC opera com energia no CM de 14 TeV, fizemos um estudo detalhado dos processos semileptônicos  $pp \rightarrow l^\pm \nu_l + 4$  jatos onde  $l^\pm$  são os léptons  $e^\pm$  e  $\mu^\pm$ , e  $j$  são jatos compostos por (anti)quarks leves, considerando os *backgrounds* do MP classificados como irreduzíveis, QCD em  $\mathcal{O}(\alpha_{em}^4 \alpha_s^2)$  e  $\mathcal{O}(\alpha_{em}^2 \alpha_s^4)$ , e processos envolvendo quarks *top*:  $pp \rightarrow t\bar{t} + 0$  até 2 jatos.

Atingindo nesse cenário sua luminosidade nominal de  $100 \text{ fb}^{-1}$ , impomos vínculos aos acoplamentos anômalos  $\alpha_4$  e  $\alpha_5$ , considerando evidência de  $3\sigma$  de significância estatística.

Sabendo da influência grande nos processos, sobretudo nos *backgrounds* da QCD, das escolhas para as escalas de fatorização e renormalização, investigamos os efeitos dos vínculos anômalos para diferentes variações.

Embora inicialmente com cortes relativamente suaves haja predomínio do *background*, conseguimos definir um conjunto de cortes relativamente duros e obtivemos dessa forma vínculos interessantes para os acoplamentos anômalos, a saber  $|\alpha_{4,5}| \lesssim 0.01$  a  $0.02$  em  $3\sigma$ , quando somente um operador anômalo atua por vez.

Até então, nossa teoria efetiva era o modelo  $\sigma$  não-linear, onde o bóson de Higgs está ausente ou, se ele existe, não possui as características do Higgs padrão. Por outro lado, em uma realização linear, o bóson de Higgs padrão faz parte da teoria efetiva e discutimos brevemente como os nossos vínculos podem ser traduzidos para os acoplamentos anômalos supondo a presença do Higgs padrão. Esses vínculos também são comparáveis aos existentes na literatura.

Baseados nos resultados obtidos, inferimos que processos semileptônicos  $pp \rightarrow l^\pm \nu_l + 4$  jatos são interessantes para sondar a estrutura dos vértices quárticos entre os bósons de *gauge*. Evidentemente, esses canais impõem um trabalho bem maior para controlar os *backgrounds* mas, acumulando  $100 \text{ fb}^{-1}$  de dados, o LHC disponibilizará uma quantidade enorme de eventos na região de controle, e portanto as incertezas devido à escolha das escalas de fatorização e renormalização serão minimizadas.

Apesar de não ter sido foco nessa tese, vale comentar que as contribuições dos vértices tríplexes

não são menos importantes já que, como os acoplamentos quárticos entre bósons de *gauge* com massa ainda não foram testados diretamente, especula-se que acoplamentos tríplexes anômalos influenciariam a medição dos acoplamentos quárticos do MP. Em outras palavras, pode-se verificar se o sinal do anômalo tríplex e o sinal do padrão quártico estão relacionados e deste modo medir o padrão quártico com maior precisão. Tal situação não foi testada neste trabalho, ficando para futura oportunidade, mas os acoplamentos tríplexes padrão entram nos cálculos como *background* irreduzível.

Em outro contexto, na contramão das teorias efetivas, exploramos a fenomenologia de um modelo considerado como uma extensão do MP. Mais especificamente, analisamos o modelo com a simetria do grupo  $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$ , com neutrinos de mão-direita, conhecido como modelo  $331_{RHN}$ . Este modelo prevê a existência de corrente neutra com a violação de sabor (FCNC), fenômeno altamente suprimido na Natureza.

Nos modelos  $331_{RHN}$ , os processos FCNC ocorrem em nível de árvore, devido a não-universalidade dos acoplamentos entre o novo bóson de *gauge* neutro ( $Z'$ ) previsto nesse modelo e os quarks ordinários. Nesta tese, identificamos mais duas outras fontes de FCNC, a saber as partículas escalares  $S_2$  e  $I_3^0$ , que possuem  $CP$ -par e  $CP$ -ímpar respectivamente.

Calculamos analiticamente as contribuições dessas novas partículas para as diferenças de massa  $\Delta M$ , observável importante na medição das oscilações em sistemas de mésons neutros  $K_0 - \bar{K}_0$ ,  $D^0 - \bar{D}^0$  e  $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ , que permitem transições  $\Delta F = 2$ , onde  $F = S, C, B$  são os números quânticos de sabor.

Considerando dados experimentais recentes de  $\Delta M$  para os três mésons neutros, impomos vínculos às massas do novo bóson de *gauge* neutro  $Z'$  e dos bósons escalares  $S_2$  e  $I_3$ . As oscilações  $B_d^0 - \bar{B}_d^0$  forneceram os vínculos mais restritivos dentre os casos analisados já que, estando as massas desses três bósons vinculadas pelo parâmetro  $v_{\chi'}$ , o vínculo  $M_Z' \gtrsim 4.2$  TeV implica que a escala de quebra de simetria do modelo  $331_{RHN}$  será de  $v_{\chi'} \gtrsim 10.6$  TeV e, conseqüentemente, a massa dos bósons escalares alcançaria  $M_{S_2}, M_{I_3} \gtrsim 7.5$  TeV.

Esses resultados tornam a detecção desses bósons, tanto do  $Z'$  quanto dos escalares  $S_2$  e  $I_3^0$ , inviável na escala de energia do LHC e acreditamos serem estes os vínculos mais fortes já obtidos na literatura no que diz respeito ao modelo  $331_{RHN}$ .

Conforme discutimos na Introdução desta tese, se a Natureza escolheu a simetria  $SU(3)_C \otimes$



$SU(3)_L \otimes U(1)_X$  com neutrinos de mão-direita para representar a simetria de interação das partículas elementares, o cenário mais provável para o LHC nos próximos anos será a opção (a), ou seja nenhum indício de ressonâncias novas, tendo em vista que detetar esses bósons do modelo 331 superar seu alcance tecnológico.

Enfatizamos que os acoplamentos anômalos puramente quárticos entre os bósons de *gauge* também podem estar nesse cenário, caso a escala de massa das novas ressonâncias, que surgem para amenizar o setor interagindo fortemente, seja suficientemente grande [ $\mathcal{O}(1 \text{ TeV})$ ].

Finalmente, aguardamos com muitas expectativas o estabelecimento de dois números “mágicos” no LHC: a energia no centro de massa de 14 TeV e uma luminosidade integrada de  $100 \text{ fb}^{-1}$ .

# Apêndice A

## Espaço de Fase, Seção de Choque e Integração por Monte Carlo

### A.1 Espaço de Fase e Seção de Choque

Um processo de espalhamento do tipo <sup>1</sup>

$$p_a + p_b \rightarrow p_1 + p_2 + \cdots + p_n, \quad (\text{A.1})$$

onde  $n$  é o número de partículas no estado final, têm como condição essencial a conservação de momento e energia de forma que, escrevendo explicitamente o quadrimomento  $p_j = (E, \mathbf{p}_j)$ , deve-se impor o seguinte:

$$\begin{aligned} E_a + E_b &= \sum_{i=1}^n E_i \\ \mathbf{p}_a + \mathbf{p}_b &= \sum_{i=1}^n \mathbf{p}_i \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

com

$$E_j^2 = \mathbf{p}_j^2 + m_j^2, \quad (\text{A.3})$$

---

<sup>1</sup>No que se refere à cinemática e à dinâmica de um experimento podemos medir dois tipos de reações: *exclusivas* (todas as partículas e seus respectivos momentos são conhecidos e portanto o estado final é bem estabelecido) e *inclusivas* (somente algumas partículas e seus momentos são identificados e o estado final não é bem estabelecido). A colisão de duas partículas é um exemplo de processo *exclusivo*.

onde  $j = a, b, 1, 2, \dots, n$  e  $m_j$  são as massas das partículas.

Sendo assim, considerando que o estado inicial seja fixo, os trimomentos  $\mathbf{p}_i$  das  $n$  partículas finais não podem variar arbitrariamente e formam o espaço dos momentos de dimensão  $3n$ .

O conjunto de condições (A.3) define no espaço dos momentos uma superfície de dimensão  $3n - 4$  denominada *espaço de fase* cuja descrição verificaremos adiante. Deste modo o processo (A.1) possui  $3n - 4$  variáveis independentes no estado final e o eixo do feixe (a direção do momento incidente  $\mathbf{p}_a$ ) define uma direção no espaço.

A transição de probabilidade de um estado inicial  $p_a + p_b$  para um estado final  $p_1 + p_2 + \dots + p_n$  é obtida através do elemento de matriz

$$\langle \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n | \mathcal{M} | \mathbf{p}_a, \mathbf{p}_b \rangle \equiv \mathcal{M}(\mathbf{p}_i). \quad (\text{A.4})$$

Para obtermos a taxa de transição, ou em outras palavras a seção de choque total  $\sigma$ , para um determinado processo precisamos integrar o elemento de matriz quadrado,  $|\mathcal{M}(\mathbf{p}_i)|^2$ , no espaço de fase  $3n - 4$  dimensional. Restringindo a integração à um subconjunto desse espaço de fase obtém-se a seção de choque diferencial,  $\frac{d\sigma}{dx}$ . A distribuição normalizada  $w(x)$  correspondente à  $\frac{d\sigma}{dx}$  é definida por  $w(x) = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx}$ .

De forma geral, um ponto no espaço de fase pode ser descrito minimamente por um conjunto  $\Phi$  de  $3n - 4$  variáveis que consistem em:

- $n - 2$  massas invariantes,  $M_i$ , definidas como as massas das partículas intermediárias;
- $2(n - 1)$  ângulos  $\theta_i$  e  $\phi_i$  que especificam a direção das partículas.

Além disso, no caso de colisores hadrônicos, adicionamos ao conjunto  $\Phi$  a fração de momento longitudinal dos partons incidentes,  $x_a$  e  $x_b$ , nos hadrons que colidem. No nosso trabalho, onde lidamos com processos  $2 \rightarrow 6$  manipulamos portanto um espaço de fase de dimensão 16, ou seja com 16 variáveis independentes.

Nosso trabalho se baseia no LHC, um colisor próton-próton. Deste modo a seção de choque total  $\sigma$  para um processo  $pp \rightarrow X$ , onde  $X$  representa qualquer estado final, no LHC será a soma das seções de choque  $\hat{\sigma}$  para todos os subprocessos relacionados.

$$\sigma = \sum_{\text{Sub}} \int dx_a dx_b [f_{a/A}(x_a) f_{b/B}(x_b) + (A \leftrightarrow B \text{ se } a \neq b)] \hat{\sigma}(ab \rightarrow X) \quad (\text{A.5})$$

No regime de altíssimas energias, quando as massas das partículas são desprezíveis se comparadas aos seus trimomentos, expressando os quadrimomentos dos partons incidentes como  $a = x_a A$  e  $b = x_b B$  obtém-se a relação

$$\hat{s} = x_a x_b s = \tau s \quad (\text{A.6})$$

onde  $\sqrt{\hat{s}}$  é a massa invariante do sistema de partons  $ab$  enquanto  $\sqrt{s}$  é a massa invariante do sistema de prótons  $AB$ .

A variável  $\tau = x_a x_b$  é bastante conveniente e sendo assim, mudando as variáveis independentes para  $x_a$  e  $\tau$ , escreve-se (A.5) como

$$\sigma = \sum_{\text{Sub}} \int_0^1 d\tau \int_{\tau}^1 \frac{dx_a}{x_a} [f_{a/A}(x_a) f_{b/B}(x_b) + (A \leftrightarrow B \text{ se } a \neq b)] \hat{\sigma}(\hat{s}). \quad (\text{A.7})$$

Para obter  $\hat{\sigma}(\hat{s})$  na expressão (A.7), o elemento de matriz quadrado  $|\mathcal{M}(\mathbf{p}_i)|^2$  de um dado subprocesso deve ser somado sobre os números quânticos do estado final (helicidade e/ou cor), tira-se a média sobre os mesmos números quânticos para o estado inicial (caso este se componha de partículas incidentes não polarizadas), e integra-se no espaço de fase correspondente às partículas iniciais e finais.

Traduzindo em linguagem formal matemática teremos

$$\sigma = \frac{1}{2\lambda^{1/2}(\hat{s}, m_a^2, m_b^2)} I_n(\hat{s}), \quad (\text{A.8})$$

onde  $\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2xz - 2yz$  e

$$I_n(\hat{s}) = \int d\Phi_{2 \rightarrow n} \Theta(\text{cortes}) \sum |\mathcal{M}(ab \rightarrow 1 \dots n)|^2 \quad (\text{A.9})$$

sendo

$$d\Phi_{2 \rightarrow n} = \prod_{i=1}^n \left( \frac{d^3 p_i}{(2\pi^3) 2E_i} \right) 2\pi^4 \delta^4(p_a + p_b - \sum_i p_i) \quad (\text{A.10})$$

a expressão para cálculo do espaço de fase e o quadrado do elemento de matriz

$$\sum |\mathcal{M}(ab \rightarrow 1 \dots n)|^2 = \frac{1}{4} C_{ab} \sum_{\text{cor}} \sum_{\text{pol}} |\mathcal{M}|^2, \quad (\text{A.11})$$

onde o fator  $1/4$  provém dos partons incidentes  $a$  e  $b$  serem partons que possuem duas polarizações

(transversal e longitudinal) e  $C_{ab}$  representa o fator de cor para quarks e gluons cujos valores são  $C_{qq} = C_{q\bar{q}} = \frac{1}{9}$ ,  $C_{qg} = \frac{1}{24}$ ,  $C_{gg} = \frac{1}{64}$ .

A condição de conservação do quadrimomento (A.3) está incluída na função  $\delta$  quadridimensional, que se trata de um produto de quatro funções  $\delta$  correspondentes às quatro componentes de  $p^\mu$ .

Para o estado final de duas partículas [79] temos a expressão analítica

$$\Phi_{2 \rightarrow 2} = \int \delta^4(P - p_1 - p_2) \frac{d^3 p_1}{2E_1} \frac{d^3 p_2}{2E_2} = \frac{\lambda^{1/2}(P^2, p_1^2, p_2^2) d\Omega}{8P^2} \quad (\text{A.12})$$

onde  $d\Omega$  é o elemento de ângulo sólido no referencial do CM e  $P^2, p_i^2$  são as massas invariantes.

Uma escolha apropriada de variáveis de integração para tratar o espaço de fase no cálculo das seções de choque de processos envolvendo singularidades colineares em colisores elétron-pósitron foi indicada por Hagiwara et al. [80]. Esta escolha se mostrou útil em outros trabalhos [45] e por isso optamos por usá-la em nossa análise. Abaixo descrevemos o procedimento.

### A.1.1 Espaço de fase com jatos *tagging*

Em [80] os autores tratam processos de produção de um único bóson de *gauge* em colisores  $e^-e^+$  na escala TeV. Fazendo uma analogia para o nosso caso temos

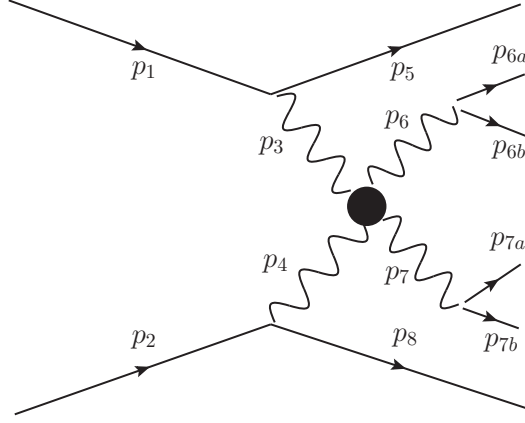
$$q1(p_1) + q2(p_2) \rightarrow q5(p_5) + q8(p_8) + X(p_X), \quad (\text{A.13})$$

onde  $q1, q2$  são os partons incidentes,  $q5, q8$  são os partons *tagging* e  $X$  é um produto final, sem necessariamente possuir uma massa invariante fixa, que em nosso caso será o processo de fusão dos bósons vetoriais  $V^*V^* \rightarrow VV \rightarrow l^\pm \nu_l jj$ , com  $V = W^\pm, Z$  descrito por

$$V(p_6) + V(p_7) \rightarrow l^\pm(p_{6a}) \nu_l(p_{6b}) + q7a(p_{7a}) + q7b(p_{7b}). \quad (\text{A.14})$$

De forma explícita na Fig. (A.1) tratamos numericamente o processo

$$q1(p_1) + q2(p_2) \rightarrow l^\pm(p_{6a}) \nu_l(p_{6b}) + q7a(p_{7a}) + q7b(p_{7b}) + q5(p_5) + q8(p_8) \quad (\text{A.15})$$



**Figura A.1:** Esquema de Fusão de Bósons Vetoriais (VBF) usado em nossos cálculos.

sendo o espaço de fase invariante escrito de acordo com Hagiwara [80] como

$$d\Phi = (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_5 - p_8 - \sum_{i \in X} p_i) \frac{d^3 p_5}{(2\pi)^3 2p_5^0} \frac{d^3 p_8}{(2\pi)^3 2p_8^0} \prod_{i \in X} \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2p_i^0} \quad (\text{A.16})$$

podendo ser reestruturado como

$$d\Phi = \frac{d^3 p_5}{(2\pi)^3 2p_5^0} \frac{d^3 p_8}{(2\pi)^3 2p_8^0} \delta((p_1 + p_2 - p_5 - p_8)^2 - M_{67}^2) dM_{67}^2 d\Phi_X \quad (\text{A.17})$$

onde  $M_{67}^2$  é a massa invariante do sistema de bósons de *gauge*, oriundos do processo de VBF, com

$$d\Phi_X = (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p_5 - p_8 - \sum_{i \in X} p_i) \prod_{i \in X} \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2p_i^0} \quad (\text{A.18})$$

que é análogo à expressão (A.10) e pode ser calculada com a ajuda do resultado (A.12).

Como nossa análise envolve ressonâncias no canal  $s$ , devido aos decaimentos dos bósons de *gauge*, precisamos tomar cuidado com o fator de Breit-Wigner quando integramos na massa invariante  $M_{VV}$  do sistema composto por esses bósons. Para evitar singularidades no integrando podemos absorver o denominador do propagador do bóson de *gauge* de massa  $M$  e largura  $\Gamma$  fazendo a seguinte mudança de variáveis:

$$M_{67}^2 - M^2 = M\Gamma \tan \vartheta \implies dM_{67}^2 = M\Gamma \sec^2 \vartheta d\vartheta = M\Gamma (1 + \tan^2 \vartheta) d\vartheta \quad (\text{A.19})$$

de onde resulta que

$$\int \frac{dM_{67}^2}{(M_{67}^2 - M^2)^2 + (M\Gamma)^2} = \int \frac{d\vartheta}{M\Gamma} \quad (\text{A.20})$$

e assim integramos na nova variável  $\vartheta$  que adaptamos ao limite de integração  $(0, 1)$  do VEGAS [55].

Para os cálculos numéricos os quadrimomentos dos partons incidentes e dos *taggings* no laboratório foram parametrizados da seguinte forma:

$$\begin{aligned}
p_1^\mu &= \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2}(1, 0, 0, \beta) \\
p_2^\mu &= \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2}(1, 0, 0, -\beta) \\
p_5^\nu &= \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2}x_5(1, \beta_5 \sin \theta_5 \cos \phi_5, \beta_5 \sin \theta_5 \sin \phi_5, \beta_5 \cos \theta_5) \\
p_8^\nu &= \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2}x_8(1, \beta_8 \sin \theta_8 \cos \phi_8, \beta_8 \sin \theta_8 \sin \phi_8, \beta_8 \cos \theta_8)
\end{aligned} \tag{A.21}$$

onde

$$\beta = \left(1 - 4\frac{m_j^2}{\hat{s}}\right)^{\frac{1}{2}}, \tag{A.22}$$

onde  $m_j$  é a massa do parton incidente e

$$\beta_i = \left(1 - 4\frac{m_i^2}{\hat{s}x_i^2}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{A.23}$$

onde  $m_i$  é a massa do parton *tagging*.

Os elementos de volume dos partons *tagging* no espaço de fase (A.17) foram parametrizados no

referencial do laboratório (A.21), usando o limite  $\frac{m_i^0}{\hat{s}} \rightarrow 0$ , como

$$\begin{aligned}
\frac{d^3p}{(2\pi)^3 2E} &= \frac{\mathbf{p}^2 dp \sin \theta d\theta d\phi}{(2\pi)^3 2E} \\
&= \frac{(E^2 - m_i^2) dp}{(2\pi)^3 2E} d \cos \theta d\phi \\
&\xrightarrow{m_i \rightarrow 0} \frac{E dp}{2(2\pi)^3} d \cos \theta d\phi \\
&= \frac{1}{2} \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} x \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2(2\pi)^3} dx d \cos \theta d\phi \\
&= \frac{\hat{s}}{(4\pi)^3} x dx d \cos \theta d\phi
\end{aligned} \tag{A.24}$$

de onde resulta

$$d\Phi = \frac{\hat{s}^2}{(4\pi)^6} \delta((p_1 + p_2 - p_5 - p_8)^2 - M_{VV}^2) x_5 x_8 dx_5 dx_8 d \cos \theta_5 d \cos \theta_8 d\phi_5 d\phi_8 d\hat{s} d\Phi_X. \tag{A.25}$$

Resolvendo a função  $\delta$  para  $x_8$  em (A.25) obtém-se

$$d\Phi = \frac{\hat{s}}{(4\pi)^6} \frac{x_5(1 - x_5 - M_{67}^2/\hat{s})}{[1 - x_5(1 - \cos \theta_{58})/2]^2} dx_5 d \cos \theta_5 d \cos \theta_8 d\phi_5 d\phi_8 dM_{67} d\Phi_X. \tag{A.26}$$

O ângulo  $\theta_{58}$  é o ângulo entre os partons *tagging* no referencial do laboratório (A.21).

As singularidades colineares em  $\cos \theta_i = \pm 1$  podem ser contornadas trabalhando com a variável pseudorapidez  $\eta$  devidamente regulada por um fator que depende do processo. Vejamos como foi feito em [80]. Em termos do momento, a pseudorapidez  $\eta$  de uma partícula é definida como

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{|\mathbf{p}| + p_L}{|\mathbf{p}| - p_L} \tag{A.27}$$

onde  $p_L$  é o momento longitudinal (momento ao longo da direção do feixe, usualmente definido como o eixo  $z$ ) da partícula. Por outro lado  $\cos \theta = p_z / \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$ , expressão que nos permite



escrever (A.27) em função de  $\cos \theta$

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right) \quad (\text{A.28})$$

Hagiwara et al. [80] introduzem um regulador  $\Delta$  nessa expressão, definindo outra variável denominada  $y$ , tal que <sup>2</sup> para cada parton *tagging*  $i = 5, 8$  temos

$$y_i = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1 + \cos \theta_i + 2\Delta_i^+}{1 - \cos \theta_i + 2\Delta_i^-} \right). \quad (\text{A.29})$$

No nosso caso,  $\Delta_i^\pm = \mathcal{O}(m_V^2/\hat{s})$  onde  $m_V$  é a massa do bóson de *gauge* irradiado pelo parton *tagging*  $i$  no momento do espalhamento.

Finalmente, com todas essas modificações visando aprimorar os cálculos numéricos, o espaço de fase que usamos tem a forma

$$\begin{aligned} d\Phi &= \frac{\hat{s}}{(4\pi)^6} \frac{x_5(1 - x_5 - M_{67}^2/\hat{s})}{[1 - x_5(1 - \cos \theta_{58})/2]^2} \\ &\times \frac{1 + \Delta_5^+ + \Delta_5^-}{\cosh^2 y_5} \frac{1 + \Delta_8^+ + \Delta_8^-}{\cosh^2 y_8} dx_5 dy_5 dy_8 d\phi_5 d\phi_8 dM_{67}^2 d\Phi_X. \end{aligned} \quad (\text{A.30})$$

com

$$\cos \theta_i = (1 + \Delta_i^+ + \Delta_i^-) \tanh(y_i) - \Delta_i^+ + \Delta_i^-, \quad i = 5, 8, \quad (\text{A.31})$$

$$\phi = \phi_5 - \phi_8, \quad (\text{A.32})$$

$$\cos \theta_{58} = \cos \theta_5 \cos \theta_8 - \sin \theta_5 \sin \theta_8 \cos \phi, \quad (\text{A.33})$$

$$x_8 = \frac{1 - x_5 - M_{67}^2/\hat{s}}{1 - x_5(1 - \cos \theta_{58})/2}. \quad (\text{A.34})$$

A região de integração e as escolhas adequadas para as variáveis  $\Delta_i$  e para a função  $f(x_5)$ , que

---

<sup>2</sup>Ver expressão B.13 em [80]

parametrizam a integral de  $x_5$ , no nosso caso foram as seguintes<sup>3</sup>:

$$(m_{6a} + m_{6b} + m_{7a} + m_{7b})^2 < M_{67}^2 < (\sqrt{\hat{s}} - m_5 - m_8)^2, \quad (\text{A.35})$$

$$\frac{2m_5}{\sqrt{\hat{s}}} < x_5 < 1 + \frac{m_5^2}{\hat{s}} - \frac{(\sqrt{M_{67}^2} + m_8^2)^2}{\hat{s}}, \quad (\text{A.36})$$

$$x_8 > \frac{2m_8}{\sqrt{s}} \quad (\text{A.37})$$

$$-\frac{1}{2} \ln \frac{1 + \Delta_i^-}{\Delta_i^+} < y_i < \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \Delta_i^+}{\Delta_i^-} \text{ para } i = 5, 8, \quad (\text{A.38})$$

$$0 < \phi_5, \phi < 2\pi \quad (\text{A.39})$$

$$dx_5 = \frac{1}{|f'(x_5)|} df(x_5) \quad (\text{A.40})$$

$$\Delta_5^- = \Delta_8^+ = \frac{m_V^2}{\hat{s}} \quad (\text{A.41})$$

$$\Delta_5^+ = \Delta_8^- = 1 \quad (\text{A.42})$$

$$f(x_5) = \ln(1 - x_5) \quad (\text{A.43})$$

Em suma, o espaço de fase apresentado por Hagiwara [80], e adaptado à nossa análise com fusão de bósons vetoriais, se mostrou bastante eficiente quando aplicado à intergração numérica pelo método de Monte Carlo no processo leptônico e o aplicamos convenientemente em nossos cálculos [45].

---

<sup>3</sup>Ver Apêndice B em [80]

### A.1.2 Espaço de fase tradicional

A Eq. (A.10) nos mostra que o espaço de fase  $\Phi_{2 \rightarrow n}$  para um processo de espalhamento com  $n$  partículas no estado final é dado por

$$\Phi_{2 \rightarrow n} = \int \delta^4(p_a + p_b - \sum_i p_i) \prod_{i=1}^n \left( \frac{d^3 p_i}{(2\pi^3) 2E_i} \right). \quad (\text{A.44})$$

De forma geral, tal processo pode ser visualizado através de uma topologia que envolve produção de partículas instáveis e seus decaimentos em duas partículas. Sendo assim, um estado final com  $n$  partículas sempre poderá ser subdividido em processos mais simples através de uma relação de recursão [81, Eq. VI.2.3]

$$\begin{aligned} \Phi_{2 \rightarrow n}(p) &= \int \frac{d^3 p_n}{(2\pi^3) 2E_n} \prod_{i=1}^{n-1} \frac{d^3 p_i}{(2\pi^3) 2E_i} \delta^4 \left\{ (p - p_n) - \sum_i^{n-1} p_i \right\} \\ &= \int \frac{d^3 p_n}{(2\pi^3) 2E_n} \Phi_{n-1}(p - p_n), \end{aligned} \quad (\text{A.45})$$

baseada no esquema da Fig. (A.2).

Após algumas manipulações algébricas [81, Cap. VI Seção 2], e usando a Eq. (A.12) para  $n = 2$ , a Eq. (A.45) retorna

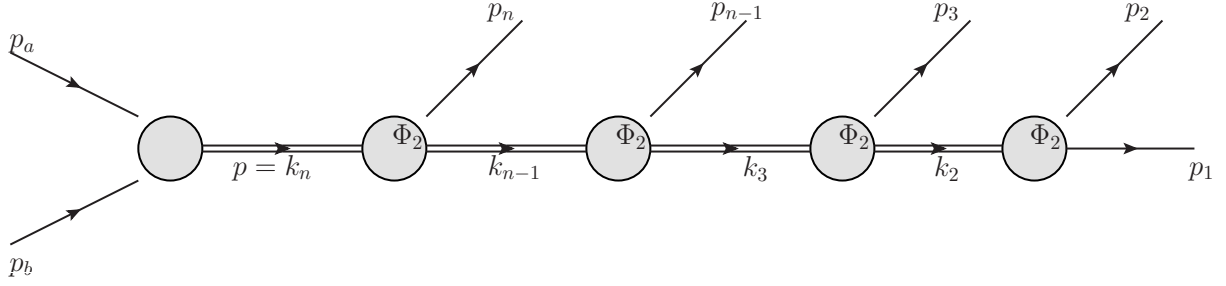
$$\begin{aligned} \Phi_{2 \rightarrow n}(M_n^2) &= \int_{\mu_n^2 - 1}^{(M_n - m_n)^2} dM_{n-1}^2 \Phi_{2 \rightarrow 2}(k_n; k_{n-1}^2, p_n^2) \Phi_{2 \rightarrow n-1}(M_{n-1}^2) \\ &= \int_{\mu_n^2 - 1}^{(M_n - m_n)^2} dM_{n-1}^2 \int d\Omega_{n-1} \frac{1}{\lambda^2} \frac{\lambda^2 (M_n^2, M_{n-1}^2, m_n^2)}{8M_n^2} \Phi_{2 \rightarrow n-1}(M_{n-1}^2), \end{aligned} \quad (\text{A.46})$$

onde foram definidos os quadrivetores

$$k_i = p_1 + p_2 + \cdots + p_i \quad \text{sendo} \quad k_n = p, \quad (\text{A.47})$$

e a massa invariante do sistema formado pelas  $1, \dots, n-1$  partículas será dada por

$$\begin{aligned} M_{n-1}^2 &= (p - p_n)^2 \\ &= (p_1 + p_2 + \cdots + p_{n-1})^2 \\ &\sim k_{n-1}^2, \end{aligned} \quad (\text{A.48})$$



**Figura A.2:** Processo  $p_a + p_b \rightarrow p_1 + p_2 + \cdots + p_n$  como uma sequência de produção e decaimento em duas partículas

com limites, definindo  $\mu_i = m_1 + m_2 + \cdots + m_i$ , tais que<sup>4</sup>

$$\mu_{n-1} \leq M_{n-1} \leq M_n - m_n. \quad (\text{A.49})$$

Em suma a Eq. (A.46) fornece o espaço de fase tradicional para  $n$  partículas,  $\Phi_{2 \rightarrow n}$ , como um produto entre o espaço de fase de duas partículas  $\Phi_{2 \rightarrow 2}$  (que descreve o decaimento  $p \rightarrow p_n + k_{n-1}$ ) e  $\Phi_{2 \rightarrow n-1}$  (que descreve o decaimento  $k_{n-1} \rightarrow p_1 + p_2 + \cdots + p_{n-1}$ ) integrado sobre todos os valores possíveis da massa invariante  $M_{n-1}$ .

## A.2 Integração pelo Método de Monte Carlo

Como relatado na seção anterior, o processo (A.1) possui um conjunto  $\Phi$  de  $3n - 4$  variáveis independentes no estado final e, no caso de colisores hadrônicos, adicionamos a esse conjunto a fração de momento longitudinal dos hadrons incidentes,  $x_a$  e  $x_b$ , carregada por cada parton na colisão.

Deste modo nosso trabalho, lidando com processos  $2 \rightarrow 6$ , manipula um espaço de fase de dimensão 16, ou seja com 16 variáveis independentes.

Métodos de integração tradicionais baseados em regras de quadratura numérica são eficientes no cálculo de integrais unidimensionais. No entanto, a eficiência desses métodos não é satisfatória quando os aplicamos às integrais multidimensionais. De fato, suponha uma integral de uma função  $d$ -dimensional  $f(x_1, \cdots, x_d)$  avaliada no hipercubo  $[0, 1]^d$ . Esta integral pode ser abordada como uma interação de  $d$  integrais unidimensionais calculadas por exemplo pela regra dos trapézios<sup>5</sup>.

<sup>4</sup> $\Phi_{2 \rightarrow n-1}$  é nulo para valores abaixo de  $M_{n-1} = \mu_{n-1}$  e  $\Phi_{2 \rightarrow 2}$  só é definida se  $M_n$  for tal que  $M_n \geq M_{n-1} + m_n$

<sup>5</sup>A regra dos trapézios é o exemplo mais simples dentre as fórmulas fechadas de Newton-Cotes para integração

Esse cálculo supõe então avaliar a função aproximadamente  $N = n^d$  vezes, fator esse que influencia proporcionalmente o tempo estimado assim como o erro no cálculo (que aumenta de acordo com a dimensão da integral na ordem de  $(1/N^{2/d})$ ). Esses são pontos importantes onde a integração pelos métodos de Monte Carlo atua de modo bastante satisfatório, já que desvincula a estimativa de erro da dimensão da integral, como veremos adiante.

De modo simples uma simulação de Monte Carlo pode ser ilustrada no cálculo da integral de uma função definida em um intervalo finito. Enquanto outros métodos de integração numérica utilizam aproximações polinomiais, a integração por Monte Carlo escolhe aleatoriamente pontos no intervalo em que se deseja obter a integral. Suponha a função  $g(x)$  definida e contínua no intervalo  $[\alpha, \beta]$  e queremos avaliar a integral unidimensional

$$I = \int_{\alpha}^{\beta} g(x) dx \quad (\text{A.50})$$

por Monte Carlo. Para isso podemos manipular a integral adotando uma função de importância que facilite a abordagem probabilística <sup>6</sup>. Por exemplo podemos usar uma distribuição contínua de probabilidade (ou função densidade de probabilidade – fdp) no intervalo  $[\alpha, \beta]$  tal que:

$$f(x) = \begin{cases} \frac{1}{\beta - \alpha} & \text{com } \alpha \leq x \leq \beta, \alpha, \beta \in R, \alpha < \beta \\ 0 & \text{outros valores.} \end{cases} \quad (\text{A.51})$$

Lembramos que se  $X$  for uma variável aleatória contínua que possui todos os seus valores no intervalo  $[\alpha, \beta]$  e a função densidade de probabilidade de  $X$  for dada por (A.51) então  $X$  é uniformemente distribuída sobre o intervalo  $[\alpha, \beta]$  e o *valor esperado* (ou *valor médio*) de  $X$  nesse intervalo será dado por

$$E(X) = \int_{\alpha}^{\beta} x f(x) dx. \quad (\text{A.52})$$

Voltando à avaliação da integral de  $g(x)$ , como a fdp (A.51) é constante em  $[\alpha, \beta]$  podemos

---

numérica baseadas na substituição da função  $f(x)$  por um polinômio que a aproxime razoavelmente no intervalo  $[a, b]$ . De acordo com essa regra, para estimar uma integral no intervalo finito  $[a, b]$  dividimos esse intervalo em  $n$  sub-intervalos de comprimento  $\Delta x$  e aplicamos a regra dos trapézios para cada sub-intervalo. Um detalhe importante é que o erro neste cálculo será proporcional à  $1/n^2$  e a função  $f(x)$  deverá ser calculada  $n$  vezes dentro do intervalo  $[a, b]$ .

<sup>6</sup>Mais adiante veremos que esse procedimento é a base da técnica de amostragem por importância.

reescrever (A.50) da seguinte forma:

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{f(x)} \int_{\alpha}^{\beta} g(x)f(x)dx \\ &= (\beta - \alpha) \int_{\alpha}^{\beta} g(x) \frac{1}{\beta - \alpha} dx \end{aligned} \quad (\text{A.53})$$

Usando (A.52) em (A.53) obtemos

$$I = (\beta - \alpha)E(g(x)) \implies I \approx \hat{I} = (\beta - \alpha) \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n g(x_i) \quad (\text{A.54})$$

ou seja podemos estimar <sup>7</sup> a integral  $I$  coletando  $n$  amostras  $(x_1, \dots, x_i, x_{i+1}, \dots, x_n)$  da variável aleatória  $X$  (ou  $f(x)$ ), calculando  $g(x_i)$  para cada  $i$  ( $1 \leq i \leq n$ ), tirando a média desses valores e multiplicando pelo comprimento do intervalo  $(\beta - \alpha)$ . Dada uma noção do que é feito no caso unidimensional passemos ao que nos interessa.

Seja a função  $d$ -dimensional  $g(x_1, \dots, x_d)$ , quadrado-integrável <sup>8</sup>, a ser avaliada no hipercubo unitário  $[0, 1]^d$ . Extendendo o raciocínio anterior, podemos portanto estimar o valor da integral  $d$ -dimensional

$$I = \int_0^1 d^d x g(x_1, \dots, x_d) \quad (\text{A.55})$$

pela média da soma de  $N$  valores aleatórios do integrando (note que nosso intervalo é unitário), ou seja

$$I \approx \hat{I} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N g(x_1(i), \dots, x_d(i)) \quad (\text{A.56})$$

pois pela Lei dos Grandes Números quando  $N \rightarrow \infty$  teremos

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \hat{I} = I. \quad (\text{A.57})$$

---

<sup>7</sup>Importante ressaltar que a aproximação feita em (A.54) está relacionada à Lei dos Grandes Números cuja idéia básica é que a frequência relativa  $f_A$  associada a  $n$  repetições de um experimento será próxima da probabilidade  $P(A)$  se  $f_A$  for baseada em um grande número de repetições. Em outras palavras, considere uma variável aleatória  $X$  e sejam  $(x_1, \dots, x_i, x_{i+1}, \dots, x_n)$  os valores obtidos quando o experimento que origina  $X$  for realizado  $n$  vezes independentemente. A média aritmética  $\bar{x}$  desses  $n$  números se aproxima de  $E(X)$  se  $n$  for suficientemente grande. Em geral, um alto número de amostras fornece uma aproximação precisa da do valor médio e da variância, mas eleva o custo computacional.

<sup>8</sup>Se a função  $g(x)$  for quadrado-integrável então o erro do método de Monte Carlo pode ser quantificado pela sua variância. Caso contrário a estimativa de erro não é confiável.

Note que agora trabalhamos com um conjunto  $X = (X_1, \dots, X_d)$  com  $d$  variáveis aleatórias independentes  $X_j$ ,  $j = 1, \dots, d$ . Em particular, no nosso trabalho  $d = 3n - 4 = 14$  mais duas variáveis referentes às frações de momento longitudinal dos hádrons incidentes totalizando  $d = 16$  variáveis aleatórias independentes.

Para estimar o erro na coleta das  $N$  amostras de cada variável aleatória  $X_j$  introduzimos a variância <sup>9</sup> de uma função  $g(x)$  tal que para cada variável aleatória  $X_j$  temos a variância

$$\int dx_j(1) \cdots \int dx_j(N) \left( \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N g(x_j(i)) - I \right)^2 = \frac{\sigma^2(g_j)}{N} \equiv \sigma_N^2. \quad (\text{A.58})$$

Isso implica que a variância do erro é inversamente proporcional ao tamanho da amostra  $N$  e sendo assim podemos construir intervalos de confiança para a estimativa  $\hat{I}$  tal que

$$\hat{I} - a\sqrt{\sigma_N^2} \leq I \leq \hat{I} + b\sqrt{\sigma_N^2}. \quad (\text{A.59})$$

Na prática o valor da variância não pode ser obtido de forma exata e por isso é aproximado pelo cálculo da *variância amostral* [82]

$$\sigma_N^2 \approx S^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (g(x_j(i)) - \hat{I})^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (g(x_j(i))^2 - \hat{I}^2) \quad (\text{A.60})$$

Como o erro nas estimativas varia com  $1/\sqrt{N}$  então para que ele seja o menos possível é preciso aumentar o número de amostras. Entretanto, quanto maior a amostra, maior será o custo computacional, lentidão na convergência e consequentemente a inviabilização dos cálculos.

Para obter um Monte Carlo eficiente sem aumentar o número de chamadas (amostras) existem algumas *técnicas de redução de variância*. Dentre elas a *amostragem por importância* <sup>10</sup> utiliza uma função  $d$ -dimensional  $f(x_1, \dots, x_d)$ , denominada *função de importância*, para modificar adequadamente as variáveis de integração:

$$\int_0^1 d^d x \, g(x_1, \dots, x_d) = \int_0^1 \frac{g(x_1, \dots, x_d)}{f(x_1, \dots, x_d)} f(x_1, \dots, x_d) d^d x = \int_0^1 \frac{g(x_1, \dots, x_d)}{f(x_1, \dots, x_d)} d^d F(x_1, \dots, x_d) \quad (\text{A.61})$$

---

<sup>9</sup> $\sigma^2(g) = \int dx (g(x) - I)^2$

<sup>10</sup>Em inglês *importance sampling*

com o fator Jacobiano

$$f(x_1, \dots, x_d) = \frac{\partial^d F(x_1, \dots, x_d)}{\partial x_1 \dots \partial x_d}. \quad (\text{A.62})$$

Se  $f(x_1, \dots, x_d) \geq 0$  e  $\int f(x_1, \dots, x_d) d^d x = 1$  então a função  $f(x_1, \dots, x_d)$  pode ser interpretada como uma função densidade de probabilidade. Deste modo pode-se estimar a integral  $I$  sorteando  $N$  valores aleatórios distribuídos de acordo com a densidade de probabilidade  $F(x_1, \dots, x_d)$  tal que

$$I \approx \hat{I} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{g(x_1(i), \dots, x_d(i))}{f(x_1(i), \dots, x_d(i))} \quad (\text{A.63})$$

onde  $x_j(i)$  é a  $i$ -ésima amostra da variável aleatória  $x_j$  distribuída no intervalo  $[0, 1]$ .

O erro estatístico será dado por

$$\sigma\left(\frac{g}{f}\right) \quad (\text{A.64})$$

sendo a variância estimada por

$$S^2\left(\frac{g}{f}\right) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{g(x_j(i))}{f(x_j(i))}\right)^2 - \hat{I}^2. \quad (\text{A.65})$$

Como agora nosso integrando tem a forma  $g/f$  então é preciso estar atento ao seu comportamento dentro da região de integração. Essa atenção necessária é automatizada pelo algoritmo VEGAS [55] que, usando as idéias básicas da amostragem por importância e da amostragem estratificada <sup>11</sup>, grava as regiões onde o integrando possui valores maiores e concentra a integração nessas regiões.

Usando amostragem estratificada o VEGAS inicia subdividindo o espaço de integração em um *grid* retangular e integra em cada subespaço desse *grid*. Esses resultados ajustarão o *grid* para a próxima interação, sendo esse novo *grid* aquele onde o integrando possui maiores valores em magnitude. Então, usando amostragem por importância, o VEGAS tenta aproximar a função densidade de probabilidade  $f(x)$

$$f(x_1, \dots, x_d) = \frac{|g(x_1, \dots, x_d)|}{\int d^d x |g(x_1, \dots, x_d)|} \quad (\text{A.66})$$

por uma função degrau (analogamente ao feito na escolha de (A.51)).

No VEGAS existem duas fases para o calculo: uma fase exploratória, quando o código ajusta

---

<sup>11</sup>Amostragem Estratificada é outra técnica de redução de variância que consiste em dividir a região de integração em subregiões, integrar por Monte Carlo em cada subregião e somar os resultados parciais no final.



o *grid*, e a fase de cálculo propriamente dita. Após algumas interações (o número de interação adequado depende de vários fatores que serão expostos mais adiante) na primeira fase, o *grid* é ajustado e na segunda fase a integral será calculada com a precisão fornecida pelo *grid* escolhido.

Em ambas as fases, cada interação  $k$ , com suas  $N_k$  avaliações, gera uma estimativa  $\hat{I}_k$  para a integral  $I$  além de uma estimativa para variância  $S_k^2$ :

$$\hat{I}_k = \frac{1}{N_k} \sum_{i=1}^{N_k} \frac{g(x_1(i), \dots, x_d(i))}{f(x_1(i), \dots, x_d(i))} \quad (\text{A.67})$$

$$S_k^2\left(\frac{g}{f}\right) = \frac{1}{N_k} \sum_{i=1}^{N_k} \left( \frac{g(x_j(i))}{f(x_j(i))} \right)^2 - \hat{I}_k^2. \quad (\text{A.68})$$

Finalmente os resultados de cada interação  $k$ , obtidos na fase de cálculos, são combinados e ponderados pelo número de chamadas  $N_k$  tal que

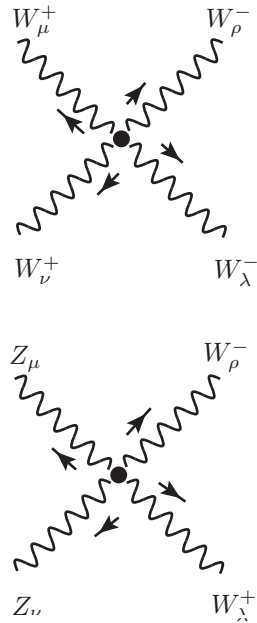
$$\hat{I} = \frac{\sum_{k=1}^m \frac{N_k E_k}{S_k^2}}{\sum_{k=1}^m \frac{N_k}{S_k^2}}. \quad (\text{A.69})$$

Nesse ponto lembramos da necessidade de “suavizar” o integrando para aumentar a eficiência do Monte Carlo. No nosso caso para obter uma função mais comportada, já que nossa análise envolve ressonâncias no canal  $s$  devido aos decaimentos dos bósons de *gauge*, absorvemos o denominador do propagador do bóson de *gauge* de massa  $M$  e largura  $\Gamma$  fazendo a mudança de variáveis (A.20).

# Apêndice B

## Regras de Feynmann para Vértices Quárticos

### B.1 Representação linear

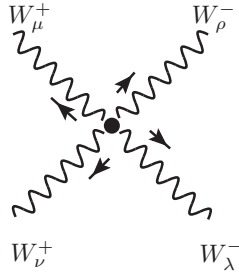


$$\begin{aligned}
 & ig^2 [2g_{\mu\nu}g_{\lambda\rho} - g_{\mu\rho}g_{\nu\lambda} - g_{\mu\lambda}g_{\nu\rho}] + \\
 & i \frac{g^4 v^4}{4} \frac{f_{S,0}}{\Lambda^4} g_{\mu\nu}g_{\lambda\rho} + \\
 & i \frac{g^4 v^4}{8} \frac{f_{S,1}}{\Lambda^4} [g_{\mu\lambda}g_{\nu\rho} + g_{\mu\rho}g_{\nu\lambda}]
 \end{aligned}$$
  

$$\begin{aligned}
 & -ig^2 \cos^2 \vartheta_W [2g_{\mu\nu}g_{\lambda\rho} - g_{\mu\lambda}g_{\nu\rho} - g_{\mu\rho}g_{\nu\lambda}] + \\
 & i \frac{g^4 v^4}{16 \cos^2 \theta_W} \frac{f_{S,0}}{\Lambda^4} [g_{\mu\lambda}g_{\nu\rho} + g_{\mu\rho}g_{\nu\lambda}] + \\
 & i \frac{g^4 v^4}{8 \cos^2 \theta_W} \frac{f_{S,1}}{\Lambda^4} g_{\mu\nu}g_{\lambda\rho}
 \end{aligned}$$

**Figura B.1:** Vértices Quárticos: Padrão em preto e Anômalos em vermelho. Vale salientar que a construção das lagrangianas  $\mathcal{L}_{S,0}$  e  $\mathcal{L}_{S,1}$  não contempla contribuição de vértices trípticos nem de vértices quárticos envolvendo fóton.

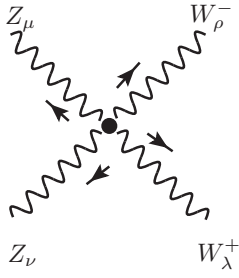
## B.2 Representação não linear



$$ig^2 [2g_{\mu\nu}g_{\lambda\rho} - g_{\mu\rho}g_{\nu\lambda} - g_{\mu\lambda}g_{\nu\rho}] +$$

$$ig^4(2\alpha_3 + \alpha_4 - \alpha_8 + 2\alpha_9) [2g_{\mu\nu}g_{\lambda\rho} - g_{\mu\rho}g_{\nu\lambda} - g_{\mu\lambda}g_{\nu\rho}] +$$

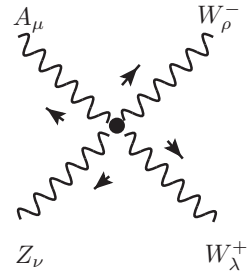
$$ig^4(2\alpha_4 + 2\alpha_5) [g_{\mu\lambda}g_{\nu\rho} + g_{\mu\rho}g_{\nu\lambda}]$$



$$-ig^2 \cos^2 \theta_W (2g_{\mu\nu}g_{\lambda\rho} - g_{\mu\lambda}g_{\nu\rho} - g_{\mu\rho}g_{\nu\lambda}) +$$

$$-ig^4 \frac{1}{\cos^2 \theta_W} (2 \cos^2 \theta_W \alpha_3 - \alpha_5 - \alpha_7) [2g_{\mu\nu}g_{\lambda\rho} - g_{\mu\lambda}g_{\nu\rho} - g_{\mu\rho}g_{\nu\lambda}] +$$

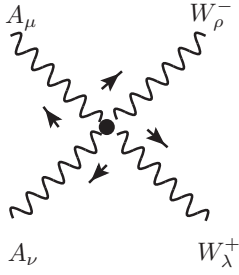
$$ig^4 \frac{1}{\cos^2 \theta_W} (\alpha_4 + \alpha_5 + \alpha_6 + \alpha_7 - \sin^4 \theta_W \alpha_{11} + \sin^2 \theta_W \alpha_{12}) [g_{\mu\lambda}g_{\nu\rho} + g_{\mu\rho}g_{\nu\lambda}]$$



$$-ig^2 \sin \theta_W \cos \theta_W [2g_{\mu\nu}g_{\lambda\rho} - g_{\mu\lambda}g_{\nu\rho} - g_{\mu\rho}g_{\nu\lambda}] +$$

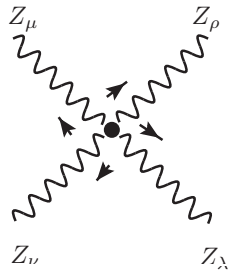
$$-ig^4 \frac{\sin \theta_W}{\cos \theta_W} \alpha_3 [2g_{\mu\nu}g_{\lambda\rho} - g_{\mu\lambda}g_{\nu\rho} - g_{\mu\rho}g_{\nu\lambda}] +$$

$$ig^4 \frac{\sin \theta_W}{2 \cos \theta_W} (2 \sin^2 \theta_W \alpha_{11} - \alpha_{12}) [g_{\mu\lambda}g_{\nu\rho} + g_{\mu\rho}g_{\nu\lambda}]$$



$$-ig^2 \sin^2 \theta_W [2g_{\mu\nu}g_{\lambda\rho} - g_{\mu\lambda}g_{\nu\rho} - g_{\mu\rho}g_{\nu\lambda}] +$$

$$-ig^4 \sin^2 \theta_W \alpha_{11} [g_{\mu\lambda}g_{\nu\rho} + g_{\mu\rho}g_{\nu\lambda}]$$



$$ig^4 \frac{2}{\cos^4 \theta_W} (\alpha_4 + \alpha_5 + 2\alpha_6 + 2\alpha_7 + 2\alpha_{10}) [g_{\mu\nu}g_{\lambda\rho} + g_{\mu\lambda}g_{\nu\rho} + g_{\mu\rho}g_{\nu\lambda}]$$

**Figura B.2:** Vértices Quárticos: Padrão em preto e Anômalos em vermelho

# Apêndice C

## Subprocessos para $pp \rightarrow l^\pm \nu_l + 4 \text{ jatos}$

**Tabela C.1:** Subprocessos de  $pp \rightarrow l^\pm \nu_l jjjj$  em  $\mathcal{O}(\alpha_{EW}^6)$

$dd \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} d d s$	$dd \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d s \bar{s}$	$du \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} d d \bar{d}$	$\bar{c}u \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d d \bar{s}$	$su \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} s \bar{s}$
$dd \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d d d$	$d\bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} \bar{c} d s$	$cd \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} \bar{c} d s$	$ds \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} d s s$	$\bar{s}u \rightarrow l^+ \nu_l d d d \bar{s}$
$du \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} \bar{c} d d$	$d\bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} \bar{u} d d$	$cd \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} \bar{c} d s$	$ds \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d d s$	$\bar{s}u \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} \bar{c} d \bar{s}$
$du \rightarrow l^+ \nu_l d d d d \bar{d}$	$\bar{d}u \rightarrow l^+ \nu_l d d d \bar{d}$	$cd \rightarrow l^+ \nu_l d d d \bar{s}$	$d\bar{s} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} \bar{c} d \bar{d}$	$\bar{s}u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} \bar{c} \bar{d}$
$du \rightarrow l^+ \nu_l d d s \bar{s}$	$\bar{d}u \rightarrow l^+ \nu_l d \bar{d} s \bar{s}$	$cd \rightarrow l^+ \nu_l d s s \bar{s}$	$d\bar{s} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} \bar{c} d \bar{d}$	$\bar{s}u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} d \bar{d}$
$du \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} d s$	$\bar{d}u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} \bar{d} s$	$cd \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} s s$	$d\bar{s} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} d d d \bar{d}$	$\bar{s}u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} s \bar{s}$
$du \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} d d$	$\bar{d}u \rightarrow l^+ \nu_l u u \bar{u} \bar{u}$	$cd \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} d s$	$d\bar{s} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} d s \bar{s}$	$\bar{s}u \rightarrow l^+ \nu_l u u \bar{u} \bar{c}$
$uu \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} d d \bar{s}$	$\bar{d}u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} d \bar{d}$	$cd \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} c d d$	$d\bar{s} \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} \bar{c} s$	$\bar{s}u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} d \bar{s}$
$uu \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} \bar{c} d$	$\bar{d}u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{s} s \bar{s}$	$cu \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} d s \bar{s}$	$d\bar{s} \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} \bar{c} d$	$uc \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} \bar{c} \bar{c} d$
$uu \rightarrow l^+ \nu_l u d d \bar{d}$	$\bar{d}u \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} \bar{c} d \bar{s}$	$cu \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} \bar{c} s$	$d\bar{s} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d d \bar{s}$	$uc \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} d d d \bar{d}$
$uu \rightarrow l^+ \nu_l u d s \bar{s}$	$u\bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} d d \bar{s}$	$cu \rightarrow l^+ \nu_l u d d \bar{s}$	$su \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} d s \bar{s}$	$uc \rightarrow l^+ \nu_l u s s \bar{s}$
$uu \rightarrow l^+ \nu_l u u \bar{c} s$	$u\bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} \bar{c} s$	$cu \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} \bar{c} d$	$su \rightarrow l^+ \nu_l d d d \bar{s}$	$uc \rightarrow l^+ \nu_l u u \bar{u} \bar{s}$
$uu \rightarrow l^+ \nu_l u u \bar{u} d$	$u\bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} \bar{u} d$	$\bar{c}d \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} \bar{c} d s$	$su \rightarrow l^+ \nu_l d s s \bar{s}$	$u\bar{c} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} \bar{c} \bar{c} d$
$d\bar{d} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} d d \bar{s}$	$u\bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} \bar{c} \bar{c} d$	$\bar{c}d \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} \bar{c} d d$	$su \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} d s$	$\bar{c}u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} \bar{c} d$
$d\bar{d} \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} \bar{u} d$	$u\bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d d d \bar{d}$	$\bar{c}u \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} d s \bar{s}$	$su \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} c d d$	$u\bar{c} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} d d d \bar{d}$
$d\bar{d} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} \bar{c} \bar{c} d$	$u\bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d s \bar{s}$	$\bar{c}u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} \bar{c} s$	$\bar{s}u \rightarrow l^+ \nu_l d s s \bar{s}$	$d\bar{d} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d d d \bar{d}$

**Tabela C.2:** Subprocessos da reação  $pp \rightarrow l^+ \nu_l jjj$  em  $\mathcal{O}(\alpha_{EW}^4, \alpha_S^2)$

$dd \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} d d s$	$du \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} d d$	$\bar{c} u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} \bar{c} s$	$\bar{s} u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} d \bar{s}$	$dg \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} \bar{u} g$
$dd \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d d d$	$\bar{d} u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} s \bar{s}$	$\bar{c} u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} \bar{c} d$	$uc \rightarrow l^+ \nu_l c \bar{c} \bar{c} d$	$\bar{d} g \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} \bar{c} \bar{c} g$
$du \rightarrow l^+ \nu_l c \bar{c} d d$	$\bar{d} u \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} c d \bar{s}$	$\bar{c} u \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d d \bar{s}$	$uc \rightarrow l^+ \nu_l c d d \bar{d}$	$\bar{d} g \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d d g$
$du \rightarrow l^+ \nu_l d d d d$	$u \bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l c d d \bar{s}$	$ds \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} d s s$	$uc \rightarrow l^+ \nu_l u s s \bar{s}$	$\bar{d} g \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} s \bar{s} g$
$du \rightarrow l^+ \nu_l d d s \bar{s}$	$u \bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} \bar{c} s$	$ds \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d d s$	$uc \rightarrow l^+ \nu_l u u \bar{u} s$	$gg \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} d d \bar{s}$
$du \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} d s$	$u \bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} \bar{u} d$	$d \bar{s} \rightarrow l^+ \nu_l c \bar{c} \bar{c} d$	$u \bar{c} \rightarrow l^+ \nu_l c \bar{c} \bar{c} d$	$du \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} d d$
$u \bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} \bar{c} \bar{c} d$	$d \bar{s} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} d d \bar{d}$	$u \bar{c} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} d d \bar{d}$	$uu \rightarrow l^+ \nu_l c d d \bar{s}$	$u \bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d d \bar{d}$
$d \bar{s} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} d s \bar{s}$	$ud \rightarrow l^+ \nu_l d d g g$	$gg \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} \bar{c} s$	$uu \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} \bar{c} d$	$u \bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d s \bar{s}$
$d \bar{s} \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} \bar{c} s$	$uu \rightarrow l^+ \nu_l u d g g$	$gg \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} \bar{u} d$	$uu \rightarrow l^+ \nu_l u d d \bar{d}$	$\bar{d} u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} \bar{c} \bar{c}$
$d \bar{s} \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} \bar{c} d$	$d \bar{d} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d g g$	$gg \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} \bar{c} \bar{c} d$	$uu \rightarrow l^+ \nu_l u d s \bar{s}$	$\bar{d} u \rightarrow l^+ \nu_l c \bar{c} d \bar{d}$
$d \bar{s} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d d \bar{s}$	$\bar{d} u \rightarrow l^+ \nu_l c \bar{c} g g$	$gg \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d d \bar{d}$	$uu \rightarrow l^+ \nu_l u u \bar{c} s$	$cd \rightarrow l^+ \nu_l c \bar{c} d s$
$su \rightarrow l^+ \nu_l c \bar{c} d s$	$\bar{d} u \rightarrow l^+ \nu_l d d g g$	$gs \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d s g$	$uu \rightarrow l^+ \nu_l u u \bar{u} d$	$cd \rightarrow l^+ \nu_l d d d \bar{s}$
$su \rightarrow l^+ \nu_l d d d \bar{s}$	$\bar{d} u \rightarrow l^+ \nu_l s \bar{s} g g$	$g \bar{s} \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} \bar{c} g$	$d \bar{d} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} d d \bar{s}$	$cd \rightarrow l^+ \nu_l d s s \bar{s}$
$\bar{d} u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} g g$	$g \bar{s} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d \bar{s} g$	$d \bar{d} \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} \bar{u} d$	$cd \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} s s$	$su \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} s s$
$u \bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} s g g$	$gu \rightarrow l^+ \nu_l c \bar{c} d g$	$d \bar{d} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} \bar{c} \bar{c} d$	$cd \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} d s$	$su \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} d s$
$u \bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d g g$	$gu \rightarrow l^+ \nu_l d d d g$	$d \bar{d} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d d \bar{d}$	$cd \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} c d d$	$su \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} c d d$
$cd \rightarrow l^+ \nu_l d s g g$	$gu \rightarrow l^+ \nu_l d s \bar{s} g$	$d \bar{d} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d s \bar{s}$	$cu \rightarrow l^+ \nu_l c d s \bar{s}$	$\bar{s} u \rightarrow l^+ \nu_l c \bar{c} d \bar{s}$
$cg \rightarrow l^+ \nu_l d d \bar{s} g$	$gu \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} s g$	$d \bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} \bar{c} d s$	$cu \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} \bar{c} s$	$\bar{s} u \rightarrow l^+ \nu_l d d d \bar{s}$
$cg \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} c d g$	$gu \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} d g$	$d \bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} \bar{u} d d$	$cu \rightarrow l^+ \nu_l u d d \bar{s}$	$\bar{s} u \rightarrow l^+ \nu_l d s \bar{s} \bar{s}$
$\bar{c} g \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} \bar{c} d g$	$g \bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} \bar{c} s g$	$\bar{d} u \rightarrow l^+ \nu_l d d d \bar{d}$	$cu \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} c d$	$\bar{s} u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} \bar{c} \bar{c}$
$dg \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} d s g$	$g \bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} \bar{u} d g$	$\bar{d} u \rightarrow l^+ \nu_l d d \bar{s} \bar{s}$	$\bar{c} d \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} \bar{c} d s$	$\bar{s} u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} d \bar{d}$
$dg \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d d g$	$su \rightarrow l^+ \nu_l d s g g$	$\bar{d} u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} d \bar{s}$	$\bar{c} d \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} \bar{c} d d$	$\bar{s} u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} s \bar{s}$
$d \bar{s} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} d g g$	$\bar{s} u \rightarrow l^+ \nu_l d \bar{s} g g$	$\bar{d} u \rightarrow l^+ \nu_l u u \bar{u} \bar{u}$	$\bar{c} u \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} d s \bar{s}$	$\bar{s} u \rightarrow l^+ \nu_l u u \bar{u} \bar{c}$
$\bar{d} g \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} d \bar{s} g$	$\bar{s} u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} g g$	$uc \rightarrow l^+ \nu_l c d g g$	$uc \rightarrow l^+ \nu_l u s g g$	$su \rightarrow l^+ \nu_l d s s \bar{s}$

**Tabela C.3:** Subprocessos da reação  $pp \rightarrow l^+ \nu_l jjj$  em  $\mathcal{O}(\alpha_{EW}^2, \alpha_S^4)$

$dd \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d d d$	$du \rightarrow l^+ \nu_l c \bar{c} d d$	$du \rightarrow l^+ \nu_l d d d d$	$du \rightarrow l^+ \nu_l d d s \bar{s}$	$du \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} d s$
$du \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} d d$	$uu \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} \bar{c} d$	$uu \rightarrow l^+ \nu_l u d d \bar{d}$	$uu \rightarrow l^+ \nu_l u d s \bar{s}$	$uu \rightarrow l^+ \nu_l u u \bar{c} s$
$uu \rightarrow l^+ \nu_l u u \bar{u} d$	$ud \rightarrow l^+ \nu_l d d d g$	$uu \rightarrow l^+ \nu_l u d g g$	$d\bar{d} \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} \bar{u} d$	$d\bar{d} \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} \bar{c} d$
$d\bar{d} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d d d$	$d\bar{d} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d s \bar{s}$	$d\bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} \bar{c} d s$	$d\bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} \bar{u} d d$	$d\bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l d d d \bar{d}$
$\bar{d}u \rightarrow l^+ \nu_l d \bar{d} s \bar{s}$	$\bar{d}u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} d s$	$\bar{d}u \rightarrow l^+ \nu_l u u \bar{u} \bar{u}$	$\bar{d}u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} d \bar{d}$	$\bar{d}u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} s \bar{s}$
$u\bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} d d s$	$u\bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} \bar{c} s$	$u\bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} \bar{u} d$	$u\bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} \bar{c} d$	$u\bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l u d d \bar{d}$
$u\bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d s \bar{s}$	$\bar{d}u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} \bar{c} \bar{c}$	$\bar{d}u \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} \bar{c} d \bar{d}$	$d\bar{d} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d g g$	$\bar{d}u \rightarrow l^+ \nu_l c \bar{c} g g$
$\bar{d}u \rightarrow l^+ \nu_l d \bar{d} g g$	$\bar{d}u \rightarrow l^+ \nu_l g g g g$	$\bar{d}u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} g g$	$u\bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} s g g$	$u\bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d g g$
$cd \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} s s$	$cd \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} d s$	$cd \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} d d$	$cu \rightarrow l^+ \nu_l c d s \bar{s}$	$cu \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} \bar{c} s$
$cu \rightarrow l^+ \nu_l u d d \bar{s}$	$cu \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} c d$	$\bar{c}d \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} d d$	$\bar{c}u \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} d s \bar{s}$	$\bar{c}u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} \bar{c} s$
$\bar{c}u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} \bar{c} d$	$ds \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d d s$	$d\bar{s} \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} \bar{c} d$	$d\bar{s} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d d \bar{s}$	$su \rightarrow l^+ \nu_l c \bar{c} d s$
$su \rightarrow l^+ \nu_l d d d \bar{s}$	$su \rightarrow l^+ \nu_l d s s \bar{s}$	$su \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} s s$	$su \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} d s$	$\bar{s}u \rightarrow l^+ \nu_l c \bar{c} d \bar{s}$
$\bar{s}u \rightarrow l^+ \nu_l d d d \bar{s}$	$\bar{s}u \rightarrow l^+ \nu_l d s \bar{s} \bar{s}$	$\bar{s}u \rightarrow l^+ \nu_l u c \bar{c} \bar{c}$	$\bar{s}u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} d \bar{d}$	$\bar{s}u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} s \bar{s}$
$\bar{s}u \rightarrow l^+ \nu_l u u \bar{u} \bar{c}$	$\bar{s}u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} d \bar{s}$	$uc \rightarrow l^+ \nu_l c \bar{c} \bar{c} d$	$uc \rightarrow l^+ \nu_l c d d \bar{d}$	$uc \rightarrow l^+ \nu_l u s s \bar{s}$
$uc \rightarrow l^+ \nu_l u u \bar{u} s$	$u\bar{c} \rightarrow l^+ \nu_l c \bar{c} \bar{c} d$	$u\bar{c} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} d d d$	$cg \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} d g$	$\bar{c}g \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} d g$
$dg \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d d g$	$\bar{d}g \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} \bar{u} g$	$\bar{d}g \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} \bar{c} g$	$\bar{d}g \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d \bar{d} g$	$g\bar{d} \rightarrow l^+ \nu_l u g g g$
$gg \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} \bar{c} s$	$gg \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} \bar{u} d$	$gg \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} \bar{c} d$	$gg \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d d \bar{d}$	$gg \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d g g$
$gg \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d s \bar{s}$	$gs \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d s g$	$g\bar{s} \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} \bar{c} g$	$g\bar{s} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{u} d \bar{s} g$	$gu \rightarrow l^+ \nu_l c \bar{c} d g$
$gu \rightarrow l^+ \nu_l d d d \bar{g}$	$gu \rightarrow l^+ \nu_l d g g g$	$gu \rightarrow l^+ \nu_l d s \bar{s} g$	$gu \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} s g$	$gu \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} d g$
$g\bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} s g$	$g\bar{u} \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{u} d g$	$su \rightarrow l^+ \nu_l d s g g$	$\bar{s}u \rightarrow l^+ \nu_l d \bar{s} g g$	$\bar{s}u \rightarrow l^+ \nu_l u \bar{c} g g$
$uc \rightarrow l^+ \nu_l c d g g$	$uc \rightarrow l^+ \nu_l u s g g$	$u\bar{c} \rightarrow l^+ \nu_l \bar{c} d g g$		

**Tabela C.4:** Subprocessos de  $pp \rightarrow l^- \bar{\nu}_l jjjj$  em  $\mathcal{O}(\alpha_{EW}^6)$

$d\bar{c} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \bar{u} d u \bar{s}$	$ds \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d d c d$	$su \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} u c$	$dd \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d u \bar{u}$	$dd \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \bar{u} d u u$
$ds \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d d \bar{u} s$	$u\bar{c} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} u \bar{s}$	$ds \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d d s$	$ds \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \bar{u} d u c$	$ds \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} c d$
$u\bar{c} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} u \bar{s}$	$d\bar{s} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d d \bar{s}$	$d\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \bar{u} d c \bar{s}$	$ds \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} u s$	$u\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} c \bar{s}$
$d\bar{s} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{u} \bar{c}$	$d\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \bar{u} d u \bar{d}$	$d\bar{s} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} u \bar{s}$	$u\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} u \bar{d}$	$du \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{u} d$
$cd \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d d \bar{u} c$	$d\bar{s} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} u \bar{s}$	$u\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} c \bar{s}$	$d\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{c} s$	$cd \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} u c$
$du \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} u u$	$u\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} u \bar{d}$	$d\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{u} d$	$\bar{c}d \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d d d \bar{s}$	$du \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} u u$
$cu \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{u} c$	$\bar{d}u \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d c \bar{s}$	$\bar{c}d \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} u \bar{c}$	$d\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d d c \bar{c}$	$\bar{c}u \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d d \bar{s}$
$\bar{d}u \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{u} \bar{d}$	$\bar{c}d \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} d \bar{s}$	$d\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d d d \bar{d}$	$\bar{c}u \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{u} \bar{c}$	$us \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{u} s$
$\bar{c}d \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} u \bar{c}$	$d\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d d \bar{s} \bar{s}$	$dc \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d c d$	$u\bar{s} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{u} \bar{s}$	$dd \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} u d$
$d\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} u \bar{u}$	$dc \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{u} s$	$uu \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{u} u$	$dd \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} u d$	$d\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} c \bar{c}$
$d\bar{c} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{c} d$	$u\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d c \bar{c}$	$d\bar{d} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d d c \bar{s}$	$d\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} d \bar{d}$	$dd \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d d d$
$u\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d d d$	$d\bar{d} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d d u \bar{d}$	$d\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} s \bar{s}$	$d\bar{d} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d c \bar{c}$	$u\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{s} \bar{s}$
$d\bar{d} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} c \bar{s}$	$d\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} u \bar{u}$	$d\bar{d} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d d \bar{d}$	$u\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{u} \bar{u}$	$d\bar{d} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} u \bar{d}$
$su \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} u c$	$d\bar{d} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{s} \bar{s}$			

**Tabela C.5:** *Subprocessos de  $pp \rightarrow l^- \bar{\nu}_l jjjj$  em  $\mathcal{O}(\alpha_{EW}^4 \alpha_S^2)$*

[illegible]

**Tabela C.6:** *Subprocessos de  $pp \rightarrow l^- \bar{\nu}_l jjjj$  em  $\mathcal{O}(\alpha_{EW}^2 \alpha_S^4)$*

$d\bar{c} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \bar{u} d u \bar{s}$	$dd \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \bar{u} d u u$	$ds \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \bar{u} d u c$	$d\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \bar{u} d c \bar{s}$	$d\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l \bar{u} d u d$
$cd \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} u c$	$cd \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} u c$	$\bar{c}d \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} d \bar{s}$	$\bar{c}d \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} u \bar{c}$	$\bar{c}d \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} d \bar{s}$
$dd \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} u d$	$dd \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} u d$	$d\bar{d} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} c \bar{s}$	$d\bar{d} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} u \bar{d}$	$d\bar{d} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} c \bar{s}$
$d\bar{d} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} u \bar{d}$	$ds \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} c d$	$ds \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} u s$	$ds \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} c d$	$ds \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} u s$
$d\bar{s} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} u \bar{s}$	$d\bar{s} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} u \bar{s}$	$du \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} u u$	$du \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} u u$	$d\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} c \bar{c}$
$d\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} d \bar{d}$	$d\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} s \bar{s}$	$d\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} u \bar{u}$	$d\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} c \bar{c}$	$d\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} d \bar{d}$
$d\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} s \bar{s}$	$d\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} u \bar{u}$	$su \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} u c$	$su \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} u c$	$u\bar{c} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} u \bar{s}$
$u\bar{c} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} u \bar{s}$	$u\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} c \bar{s}$	$u\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} u \bar{d}$	$u\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} c \bar{s}$	$u\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} u \bar{d}$
$cu \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{u} c$	$\bar{c}u \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{d} \bar{s}$	$\bar{c}u \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{u} \bar{c}$	$dc \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{c} d$	$dc \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{u} s$
$d\bar{c} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{c} d$	$dd \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{d} d$	$d\bar{d} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{c} \bar{c}$	$d\bar{d} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{d} \bar{d}$	$d\bar{d} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{s} \bar{s}$
$d\bar{d} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{u} \bar{u}$	$ds \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{d} s$	$d\bar{s} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{d} \bar{s}$	$d\bar{s} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{u} \bar{c}$	$du \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{u} d$
$d\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{c} s$	$d\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{u} \bar{d}$	$\bar{d}u \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{c} \bar{s}$	$\bar{d}u \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{u} \bar{d}$	$us \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{u} s$
$u\bar{s} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{u} \bar{s}$	$uu \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{u} u$	$u\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{c} \bar{c}$	$u\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{d} \bar{d}$	$u\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{s} \bar{s}$
$u\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{u} \bar{u}$	$cd \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u c g g$	$cg \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u c \bar{d} g$	$\bar{c}g \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u c \bar{d} g$	$u\bar{c} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u s g g$
$ud \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u u g g$	$ug \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u c \bar{s} g$	$ug \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u u d \bar{g}$	$us \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u c g g$	$u\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l c \bar{s} g g$
$u\bar{u} \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u d \bar{g} g$	$\bar{u}d \rightarrow l^- \bar{\nu}_l c \bar{c} g g$	$\bar{u}d \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} g g$	$\bar{u}d \rightarrow l^- \bar{\nu}_l g g g g$	$\bar{u}d \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} g g$
$\bar{u}g \rightarrow l^- \bar{\nu}_l c \bar{c} \bar{d} g$	$\bar{u}g \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{d} \bar{d} g$	$\bar{u}g \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{g} g g$	$\bar{u}g \rightarrow l^- \bar{\nu}_l d \bar{s} s g$	$\bar{u}g \rightarrow l^- \bar{\nu}_l u \bar{u} \bar{d} g$

# Referências

- [1] The Large Hadron Collider Project, <http://lhc.web.cern.ch/lhc>
- [2] European Organisation of Nuclear Research, <http://public.web.cern.ch/public>
- [3] The LHC study group collaboration, *LHC — the Large Hadron Collider accelerator project*, CERN-AC-93-03 (White Book), <http://cdsweb.cern.ch/record/87244>; *LHC — the Large Hadron Collider conceptual design*, CERN-AC-95-05 (Yellow Book), <http://cdsweb.cern.ch/record/291782>; O.S. Brüning *et al.* (eds.), *The LHC design report v.1 : the LHC Main Ring*, CERN-2004-003-V-1, <http://cdsweb.cern.ch/record/782076>; O. S. Brüning *et al.* (eds.), *The LHC design report v.2: The LHC Infrastructure and General Services*, CERN-2004-003-V-2, <http://cdsweb.cern.ch/record/815187>; M. Benedikt *et al.* (eds.), *The LHC design report v.3 : the LHC Injector Chain*, CERN-2004-003-V-3, <http://cdsweb.cern.ch/record/823808>.
- [4] TOTEM Collaboration, *Elastic Scattering and Total Cross-Section in p+p reactions measured by the LHC Experiment TOTEM at  $\sqrt{s} = 7$  TeV*, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **193** (2012) 180-183.
- [5]
  - **ATLAS Collaboration**, *ATLAS: technical proposal for a general-purpose pp experiment at the Large Hadron Collider at CERN*, CERN-LHCC-94-43, <http://cdsweb.cern.ch/record/290968>; *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, The ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, 2008 JINST 3 S08003, DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08003;
  - **CMS collaboration**, *CMS technical proposal*, CERN-LHCC-94-38, <http://cdsweb.cern.ch/record/290969>;



- **ALICE collaboration**, *ALICE: Technical proposal for a Large Ion collider Experiment at the CERN LHC*, CERN-LHCC-95-71, <http://cdsweb.cern.ch/record/293391>;
  - **LHCb collaboration**, *LHCb technical proposal*, CERN-LHCC-98-004, <http://cdsweb.cern.ch/record/622031>;
  - **TOTEM collaboration**, W. Kienzle *et al*, *TOTEM, Total cross section, elastic scattering and diffractive dissociation at the LHC: Technical Proposal*, CERN-LHCC-99-007, <http://cdsweb.cern.ch/record/385483>.
- [6] CMS Physics, [http://cms.web.cern.ch/cms/Physics/index\\_public.html](http://cms.web.cern.ch/cms/Physics/index_public.html)
- [7] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], “Evidence for CP violation in time-integrated  $D^0 \rightarrow h - h^+$  decay rates”, Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 111602, arXiv:1112.0938 [hep-ex]; “First evidence of direct CP violation in charmless two-body decays of B<sub>0</sub>s mesons”, Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 201601, arXiv:1202.6251 [hep-ex].
- [8] J. F. Donoghue, E. Golowich e B. R. Holsteins, *Dynamics of The Standard Model* (Cambridge University Press, 1992); C. Burgess, *The Standard Model - A Primer* (Cambridge University Press, 2007); W. N. Cottingham and D. A. Greenwood, *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics* (2<sup>a</sup> Edição, Cambridge University Press, 2007); G. MacCabe, *The Structure and Interpretation of the Standard Model* (Elsevier, 2007); A. Djouadi, “The anatomy of electroweak symmetry breaking: Tome I: The Higgs boson in the Standard Model”, Phys. Rep. **457**, Issues 1-4, February 2008, Pages 1-216.
- [9] D. L. Rainwater, “Intermediate-Mass Higgs Searches in Weak Boson Fusion”, PhD Thesis, hep-ph/9908378 (1999).
- [10] B. R. Martin e G. Shaw, *Particle Physics* (3<sup>a</sup> Edição, Wiley & Sons, 2008); H. Schopper (Ed.), *Elementary Particles: Theory and Experiment* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2008); F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics* (1<sup>a</sup> Edição, Wiley & Sons, 1984).
- [11] S. Willenbrock, “Symmetries of the standard model”, arxiv:hep-ph/0410370 (2004).
- [12] K. Nakamura *et al.* (Particle Data Group), J. Phys. G **37**, 075021 (2010).

- [13] G. Bhattacharyya, “A Pedagogical Review of Electroweak Symmetry Breaking Scenarios”, Rep. Prog. Phys. **74** 026201 (2011), arXiv:0910.5095v2 [hep-ph].
- [14] J. R. Ellis *et al.*, “A Phenomenological Profile of the Higgs Boson”, Nucl.Phys. B **106**, 292 (1976); H. M. Georgi *et al.*, “Higgs Bosons from Two Gluon Annihilation in Proton Proton Collisions”, Phys.Rev.Lett. **40**, 692 (1978); S. L. Glashow *et al.*, “Associated Production of Higgs Bosons and Z Particles”, Phys.Rev. D **18**, 1724 (1978); D. L. Rainwater and D. Zeppenfeld, “Searching for  $H \rightarrow \gamma\gamma$  in weak boson fusion at the LHC”, JHEP 9712 (1997) 005; D. L. Rainwater, D. Zeppenfeld and K. Hagiwara, “Searching for  $H \rightarrow \tau\tau$  in weak boson fusion at the CERN LHC”, Phys. Rev. D **59** (1998) 014037; D. L. Rainwater and D. Zeppenfeld, “Observing  $H \rightarrow W^*W^* \rightarrow e^\pm\mu^\pm + \cancel{p}_T$  in weak boson fusion with dual forward jet tagging at the CERN LHC”, Phys. Rev. D **60** (1999) 113004.
- [15] S. Novaes, “Standard Model: an Introduction”, In: Particles and Fields, *Proceedings of the XI Jorge André Swieca Summer School*, G. A. Alves, O. J. P. Éboli e V. Rivelles (eds.), (World Scientific, 2001).
- [16] B. W. Lee, C. Quigg and H. B. Thacker, “Weak interactions at very high energies: The role of the Higgs-boson mass”, Phys. Rev. D **16**, 1519–1531 (1977).
- [17] M. S. Chanowitz, “Strong W W scattering at the end of the 90’s: Theory and Experimental prospects”, arXiv:9812215 [hep-ph] (1998); M. S. Chanowitz and M. K. Gaillard, “The TeV Physics of Strongly Interacting W’s and Z’s”, Nucl. Phys. B **261** (1985); M. S. Chanowitz, “Electroweak Breaking Symmetry: Unitarity, Dynamics, and Experimental Prospects”, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **38**, 323 (1988).
- [18] M. Krämer and F. J. P. Soler (eds.), “Large Hadron Collider Phenomenology”, *Proceedings of the 57<sup>th</sup> Scottish Universities Summer School in Physics*, Institute of Physics (2004); S. Kraml *et al.*, “Workshop on CP Studies and Non-Standard Higgs Physics”, CERN-2006-009, hep-ph/0608079.
- [19] T. D. Lee, *Particle Physics and Introduction to Field Theory (Contemporary concepts in physics; Vol. I)* (Harwood Academic, 1987); M. E. Peskin and D. V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory* (Perseus Books, Massachusetts, 1995); I. J. R. Aitchinson and A.

- J. G. Hey, *Gauge Theories in Particle Physics, Vol. I e II* (3ª Edição, Institute of Physics);  
A. Das, *Lectures on Quantum Field Theory* (Word Scientific, 2008).
- [20] T. Hambye and K. Riesselmann, “SM Higgs mass bounds from theory”, hep-ph/9708416.
  - [21] J. Ellis, J. R. Espinosa, G. F. Giudice, A. Hoecker and A. Riotto, “The Probable Fate of the Standard Model”, Phys.Lett. B **679** 369 (2009).
  - [22] V. Barger *et al.*, “Strong  $W+W+$  scattering signals at pp supercolliders”, Phys. Rev. D **42**, 3052 (1990); V. D. Barger, R. J. N. Phillips and D. Zeppenfeld, “Mini - jet veto: A tool for the heavy Higgs search at the LHC”, Phys. Lett. B **346** (1995) 106 [hep-ph/9412276]; R. N. Cahn and S. Dawson, “Production of very massive Higgs bosons”, Phys. Lett. B **136** (1984) 196 [Erratum *ibid.* B 138 (1984) 464].
  - [23] A. S. Belyaev *et al.*, “Strongly interacting vector bosons at the CERN LHC: Quartic anomalous couplings”, Phys. Rev. D **59**, 015022 (1998).
  - [24] M. Spira and P. M. Zerwas, “Electroweak symmetry breaking and Higgs physics”, Lect. Notes Phys. **512**, 161 (1998).
  - [25] H. M. Georgi *et al.*, “Higgs Bosons from Two-Gluon Annihilation in Proton-Proton Collisions”, Phys. Rev. Lett. **40**, 692–694 (1978).
  - [26] R. N. Cahn, “Production of heavy Higgs bosons: Comparisons of exact and approximate results”, Nucl. Phys. B **255**, 341 (1985).
  - [27] M. Chanowitz, “Strong  $W W$  scattering at the end of the 90’s: Theory and experimental prospects”, arxiv:hep-ph/9812215 (1998).
  - [28] G. F. Giudice, “Theories for the Fermi Scale”, J. Phys. Conf. Ser.110:012014, arXiv:0710.3294 [hep-ph] (2007).
  - [29] N. Arkani-Hamed, A.G. Cohen and H. Georgi, “Electroweak symmetry breaking from dimensional deconstruction”, Phys. Lett. B **513** (2001) 232 [hep-ph/0105239].
  - [30] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD collaboration, LEP Electroweak Working Group, SLD Electroweak, Heavy flavour Groups, “Precision electroweak measurements on the Z resonance”,

- Phys. Rept. **427** (2006) 257 [hep-ex/0509008]; R. Barbieri, A. Pomarol, R. Rattazzi and A. Strumia, “Electroweak symmetry breaking after LEP-1 and LEP-2”, Nucl. Phys. B **703** (2004) 127 [hep-ph/0405040].
- [31] A. Ballestrero, G. Bevilacqua, D. B. Franzosi and E. Maina, “How well can the LHC distinguish between the SM light Higgs scenario, a composite Higgs and the Higgsless case using VV scattering channels?”, JHEP 11 (2009) 126, [arXiv:0909.3838]; A. Ballestrero, D. B. Franzosi and E. Maina, “Vector-Vector scattering at the LHC with two charged leptons and two neutrinos in the final state”, JHEP 1106 (2011) 013, [arXiv:1011.1514]; A. Ballestrero, D. Buarque Franzosi, L. Oggero and E. Maina, “Vector Boson scattering at the LHC: counting experiments for unitarized models in a full six fermion approach”, arXiv:1112.1171.
- [32] A. Ballestrero, D. B. Franzosi and E. Maina, “Exploring alternative symmetry breaking mechanisms at the LHC with 7, 8 and 10 TeV total energy”, arXiv:1203.2771 [hep-ph] (2012).
- [33] G. 't Hooft, “Renormalizable Lagrangians for Massive Yang-Mills Fields,” Nucl. Phys. B **35**, 167 (1971).
- [34] A. Ballestrero, A. Belhouari, G. Bevilacqua, V. Kashkan and E. Maina, “PHANTOM: A Monte Carlo event generator for six parton final states at high energy colliders”, Comput. Phys. Commun.180:401-417 (2009), arXiv:0801.3359 [hep-ph].
- [35] ATLAS Collaboration, “Combined search for the Standard Model Higgs boson using up to 4.9 fb<sup>-1</sup> of pp collision data at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector at the LHC”, arXiv:1202.1408 [hep-ex]; “Search for the Standard Model Higgs boson in the diphoton decay channel with 4.9 fb<sup>-1</sup> of pp collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV with ATLAS”, arXiv:1202.1414 [hep-ex]; “Search for the Standard Model Higgs boson in the decay channel  $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow 4l$  with 4.8 fb<sup>-1</sup> of pp collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV with ATLAS”, arXiv:1202.1415 [hep-ex]; CMS Collaboration, “Combined results of searches for the standard model Higgs boson in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, arXiv:1202.1488 [hep-ex]; “Search for a Higgs boson in the decay channel  $H$  to  $ZZ^{(*)}$  to  $q \bar{q} l l$  in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, arXiv:1202.1416 [hep-ex]; “Search for the standard model Higgs boson decaying into two photons in pp collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV”, arXiv:1202.1487 [hep-ex]; “Search for the standard model Higgs boson decaying to a W pair in the fully leptonic final state in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, arXiv:1202.1489 [hep-ex].

- [36] E. Gross and O. Vitells, “Trial factors or the look elsewhere effect in high energy physics”, arXiv:1005.1891 (2010).
- [37] ATLAS Collaboration, “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”, CERN-PH-EP-2012-218, arXiv:1207.7214v1 [hep-ex]; CMS Collaboration, “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”, CMS-HIG-12-028; CERN-PH-EP-2012-220, arXiv:1207.7235v1 [hep-ex].
- [38] S. Weinberg, “Nonlinear Realizations of Chiral Symmetry”, Phys. Rev. **166** 1568 (1968); S. R. Coleman, J. Wess, and B. Zumino, “Structure of phenomenological Lagrangians. 1.”, Phys. Rev. **177** (1969) 2239; C. G. Callan, S. R. Coleman, J. Wess, and B. Zumino, “Structure of phenomenological Lagrangians. 2.”, Phys. Rev. **177** (1969) 2247.
- [39] W. Kilian, *Electroweak Symmetry Breaking: The Bottom-Up Approach*, (Springer-Verlag, New York, 2003).
- [40] T. Appelquist and C. W. Bernard, “Strongly interacting Higgs bosons”, Phys. Rev. D **22** (1980) 200; A. C. Longhitano, “Heavy Higgs bosons in the Weinberg-Salam model”, Phys. Rev. D **22** (1980) 1166; A. C. Longhitano, “Low energy impact of a heavy Higgs boson sector”, Nucl. Phys. B **188** (1981) 118; T. Appelquist and G. H. Wu, “Electroweak chiral Lagrangian and new precision measurements”, Phys. Rev. D **48** (1993) 3235(1993) [hep-ph/9304240]; F. Feruglio, “The Chiral Approach to the Electroweak Interactions”, Int. J. Mod. Phys. A **8** Issue 28, Pages 4937-4972 (1993).
- [41] C. Quigg, *Gauge Theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions* (Addison-Wesley, Massachusetts, 1983).
- [42] A. Brunstein, O. J. P. Eboli and M. C. Gonzalez-Garcia, “Constraints on quartic vector boson interactions from Z physics,” Phys. Lett. B **375**, 233 (1996) [hep-ph/9602264].
- [43] <http://www.linearcollider.org/>
- [44] O. J. P. Éboli *et al.*, “Tests of anomalous quartic couplings at the Next Linear Collider”, Phys. Rev. D **58**, 034008 (1998).

- [45] J. K. Mizukoshi, “Estudo dos Acoplamentos Anômalos Quárticos entre os Bósons de *Gauge* em Futuros Aceleradores”, PhD Thesis, IFUSP (1999).
- [46] O. J. P. Éboli *et al.*, “ $pp \rightarrow jje^\pm \mu^{pm} \nu \nu$  and  $jje^\pm \mu^\mp \nu \nu$  at  $\mathcal{O}(\alpha_{em}^6)$  and  $\mathcal{O}(\alpha_{em}^4 \alpha_s^2)$  for the study of the quartic electroweak *gauge* bóson vertex at CERN LHC.”, Phys. Rev. D **74**, 073005 (2006).
- [47] T. Han, H. J. He and C. P. Yuan, “Quartic gauge bóson couplings at linear colliders. Interplay of WWZ/ZZZ production and WW-fusion”, Phys. Lett. B **422**, 294 (1998).
- [48] E. Boos, H. J. He, W. Kilian, A. Pukhov, C. P. Yuan and P. M. Zerwas, “Strongly interacting vector bosons at TeV e+ e- linear colliders,” Phys. Rev. D **57**, 1553 (1998) [hep-ph/9708310].
- [49] Luca Vecchi, *Strongly coupled scenarios of electro-weak symmetry breaking*, Tese de Doutorado submetida em 2009 na SISSA/ISAS e disponível no site <http://digitallibrary.sissa.it/handle/1963/3769>.
- [50] M. Fabbrichesi and L. Vecchi, “Possible experimental signatures at the CERN LHC of strongly interacting electroweak symmetry breaking”, Phys. Rev. D **76** 056002 (2007), hep-ph/0703236.
- [51] G. F. Giudice, C. Grojean, A. Pomarol and R. Rattazzi, “The Strongly-Interacting Light Higgs”, JHEP 0706, 045 (2007).
- [52] B. Feigl, “Anomale Vier-Vektorboson-Kopplungen bei der Produktion von drei Vektorbosonen am LHC”, PhD Thesis (2009).
- [53] J. Alwall *et al.*, “MadGraph/MadEvent v4: The New Web Generation”, JHEP 0709:028 (2007) arXiv:0706.2334.
- [54] E. Murayama, I. Watanabe and K. Hagiwara, “HELAS: HELicity Amplitude Subroutines for Feynman Diagram Evaluations”, KEK Report 91-11, January 1992.
- [55] G.P. Lepage, “A new algorithm for adaptive multidimensional integration”, Jour. Comp. Phys. **27** (1978) 192.
- [56] CTEQ Collaboration, H. L. Lai *et al.*, Eur. Phys. J. C **12**, 375 (2000); J. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston, H. L. Lai, P. Nadolsky and W. K. Tung, “New Generation of Par-

- ton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis”, JHEP 0207, 012 (2002), [hep-ph/0201195].
- [57] G. L. Kane, W. W. Repko and W. B. Rolnick, “The effective  $W^\pm$ ,  $Z^0$  approximation for high energy collisions”, Phys. Lett. B **148** 367 (1984).
  - [58] B. W. Lee, C. Quigg and H. B. Tracker, “Weak Interactions at very high energies: The role of the Higgs-boson mass”, Phys. Rev. D **16**, 1519–1531 (1977).
  - [59] J. M. Cornwall, D. N. Levin and G. Tiktopoulos, “Derivation of gauge invariance from high-energy unitarity bounds on the S matrix”, Phys. Rev. D **10**, 1145–1167 (1974).
  - [60] A. Alves *et al.*, “Deciphering the spin of new resonances in Higgsless models”, Phys. Rev. D **79** (2009) 035009.
  - [61] O. J. P. Éboli, M. C. González-García and S. F. Novaes, “Quartic anomalous couplings in  $e\gamma$  colliders”, Nucl. Phys. B **411**, 381 (1994).
  - [62] R. N. Cahn, S. D. Ellis, R. Kleiss and W. J. Stirling, “Transverse momentum signatures for heavy higgs bosons”, Phys. Rev. D **35** (1987) 1626; V.D. Barger, T. Han and R.J.N. Phillips, “Improving the heavy Higgs boson two charged lepton - two neutrino signal”, Phys. Rev. D **37** (1988) 2005; R. Kleiss and W.J. Stirling, “Tagging the Higgs”, Phys. Lett. B **200** (1988) 193.
  - [63] V. D. Bagger *et al.*, “CERN LHC analysis of the strongly interacting WW system: Gold plated modes”, Phys. Rev. D **52** (1995) 3878 [hep-ph/9504426]; J.M. Butterworth, B.E. Cox and J.R. Forshaw, “WW scattering at the CERN LHC, Phys. Rev. D **65** (2002) 096014 [hep-ph/0201098].
  - [64] A. Ballestrero, G. Bevilacqua and E. Maina, “A Complete parton level analysis of boson-boson scattering and Electroweak Symmetry Breaking in  $lv + \text{four jets}$  production at the LHC”, JHEP05(2009)015, arXiv:0812.5084 [hep-ph].
  - [65] S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, “Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry”, Phys. Rev. D **2**, 1285–1292 (1970).

- [66] P. Renton, *Electroweak Interactions: An Introduction to the Physics of Quarks and Leptons*, Cambridge University Press (1990).
- [67] F. Pisano and V. Pleitez, “ $SU(3) \otimes U(1)$  model for electroweak interactions”, Phys. Rev. D **46** 410 (1992); P. H. Frampton, “Chiral dilepton model and the flavor question”, Phys. Rev. Lett. **69** 2889-2891 (1992).
- [68] A. Ghosal, Y. Koide and H. Fusaoka, “Lepton flavor violating Z decays in the Zee model”, Phys. Rev. D **64** 053012 (2001); J. I. Illana and T. Riemann, “Charged Lepton Flavour Violation from Massive Neutrinos in Z Decays”, Phys. Rev. D **63**, 053004 (2001); D. Delepine, F. Vissani, “Indirect Bounds on  $Z \rightarrow \mu e$  and Lepton Flavor Violation at Future Colliders”, Phys. Lett. B **522** 95-101 (2001); T. Rador, “Lepton Number Violation in Top-Color Assisted Technicolor”, Phys. Rev. D **59** 095012 (1999).
- [69] Alex Gomes Dias, *O Problema da Violação CP Forte e o Limite Perturbativo em Extensões  $SU(3)_C \otimes SU(3)_L \otimes U(1)_X$  do Modelo Padrão*, Tese de Doutorado apresentada no Instituto de Física da Universidade de São Paulo (2005).
- [70] D. Cogollo, H. Diniz, C. A. De S. Pires and P. S. Rodrigues da Silva, “Fermion family number and the Z-Z' mixing in the 3-3-1 model with right-handed neutrinos”, Mod. Phys. Lett. A **23** 3405-3410 (2008); R. Martinez and F. Ochoa, “Family dependence in 331 models”, Braz.J.Phys. **37** 637-641 (2007).
- [71] J. K. Mizukoshi, C. A. de S. Pires, F. S. Queiroz and P. S. Rodrigues da Silva, “WIMPs in a 3-3-1 model with heavy Sterile neutrinos”, Phys.Rev. D **83** 065024 (2011); D. T. Huong, C. S. Kim, H. N. Long and N. T. Thuy, “Probing Dark Matter in the Economical 3-3-1 Model”, arXiv:1110.1482 (2011) [hep-ph].
- [72] J. C. Montero, C. A. de S. Pires and V. Pleitez, “Neutrino masses through the seesaw mechanism in 3-3-1 models”, Phys. Rev. D **65** 095001 (2002); A. G. Dias and V. Pleitez, “The Invisible Axion and Neutrino Masses”, Phys. Rev. D **73** 017701 (2006); C. A. de S. Pires, F. S. Queiroz and P. S. Rodrigues da Silva, “Sterile neutrino dark matter, CDMS-II and a light Higgs boson” Phys. Rev. D **82** 105014 (2010); A. G. Dias, A. Doff, C. A. de S. Pires and P. S. Rodrigues da Silva, “Neutrino Decay and Neutrinoless Double Beta Decay in a 3-3-1



- Model”, Phys. Rev. D **72** 035006 (2005); C. A. de S.Pires and P. S. Rodrigues da Silva, “Scalar scenarios contributing to  $(g-2)\mu$  with enhanced Yukawa couplings”, Phys. Rev. D **64** 117701 (2001).
- [73] D. Cogollo, F. S. Queiroz, P. R. Teles and A. Vital de Andrade, “Novel sources of Flavor Changed Neutral Currents in the  $331_{RHN}$  model”, Eur. Phys. Journal C **72**, Issue 5 (May 2012).
- [74] J. C. Montero, F. Pisano and V. Pleitez, “Neutral currents and Glashow-Iliopoulos-Maiani mechanism in  $SU(3)_L \otimes U(1)_N$  models for electroweak interactions”, Phys. Rev. D **47** 2918 (1993); R. Foot, H. N. Long, and T. A. Tran, “ $SU(3)_L \otimes U(1)_N$  and  $SU(4)_L \otimes U(1)_N$  gauge models with right-handed neutrinos”, Phys. Rev. D **50**, R34 (1994); H. N. Long, “The 331 model with right-handed neutrinos”, Phys. Rev. D **53** 437 (1996).
- [75] Diego A. Cogollo Aponte, *Quebra Espontânea da Simetria Leptônica no Modelo 331 com Neutrinos de Mão-Direita*, Tese de Doutorado apresentada no Centro de Ciências Exatas e da Natureza da Universidade Federal da Paraíba (2009).
- [76] Particle Data Group, J. Phys. G. **075021:37** (2010); S. Durr *et al.*; “Precision computation of the kaon bag parameter”, Phys. Lett. B **705** (2011) 477, arXiv:1106.3230v2 (2011); Nicolas Garron, “Lattice determination of  $f_{Bd}$ ,  $f_{Bs}$ , and  $\chi$ ”, invited contribution to the Proceedings of CKM2010, the 6th International Workshop on the CKM Unitarity Triangle, arXiv:1102.1671v1 (2011); P A Boyle, “Lattice Kaon Physics”, PoS KAON09 002 (2009).
- [77] D. Guadagnoli and R. Mohapatra, “TeV Scale Left Right Symmetry and Flavor Changing Neutral Higgs Effects”, Phys. Lett. B **694**, 386-392 (2011).
- [78] ATLAS Collaboration, “Search for dilepton resonances in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector”, Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 272002; CMS Collaboration, “Search for Resonances in the Dilepton Mass Distribution in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV”, JHEP **1105:093** (2011).
- [79] V. D. Barger and R. J. N. Phillips, *Collider Physics* (1ª Edição, Addison-Wesley, 1987).
- [80] K. Hagiwara *et al.*, “Single weak boson production at TeV  $e^+e^-$  colliders”, Nucl. Phys. B **365** 544 (1991).

- [81] E. Byckling and K. Kajantie, *Particle Kinematics*, (John Wiley & Sons, 1973).
- [82] S. Weinzerl, “Introduction to Monte Carlo methods”, Topical lectures given at the Research School Subatomic Physics, Amsterdam, June 2000, arXiv:hep-ph/0006269v1.